

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ МІСЬКОГО ГОСПОДАРСТВА

Є. Б. Сидоренко

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

з курсу

ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА

(для студентів I курсу заочної форми навчання за напрямом підготовки бакалаврів 6.050701 “Електротехніка та електротехнології”).

Харків

ХНАМГ

2011

Сидоренко Є. Б. Конспект лекцій з курсу "Загальна фізика" (для студентів 1 курсу заочної форми навчання за напрямом підготовки бакалаврів 6.050701 "Електротехніка та електротехнології") / Є. Б. Сидоренко; Харк. нац. акад. міськ. госп-ва.— Х.: ХНАМГ, 2011. — 82 с.

Автор: Є.Б.Сидоренко

Рецензент: доцент, канд. фіз.-мат. наук, Ю. Д. Оксюк

Рекомендовано кафедрою фізики,
протокол № 3 від 7 жовтня 2010 р.

Передмова

Конспект лекцій укладено на основі навчальної програми дисципліни та робочої програми курсу загальної фізики для студентів заочної форми навчання за напрямом підготовки бакалаврів 6.050701 “Електротехніка та електротехнології”. Конспект лекцій містить усі розділи курсу та розрахований на двосеместрове навчання.

Лекційний курс викладається в інтерактивній формі, відповідає конспекту й містить лекційні демонстрації по кожній темі лекції з використанням мультимедійної техніки. Це надає можливість студентам наочно представити фізичні явища й закони, що розглядаються, глибше вникнути в їхню сутність.

Лекція 1

План лекції. Введення. Механіка. Кінематика. Основні поняття кінематики поступального руху. Кінематика обертового руху.

Фізика вивчає найбільш загальні властивості матерії та форми її руху. Увесь навколишній світ, який ми сприймаємо за допомогою відчуттів, являє собою **матерію**.

Нам відомі два види матерії — **речовина** (атоми, молекули й інші частки, а також тіла, що складаються з них) і **поле** (електромагнітне, гравітаційне, ядерне). Вони перебувають у нерозривному зв'язку і, як показує досвід, здатні перетворюватися один в одного.

Під рухом у фізиці розуміють будь-які зміни, що відбуваються з матерією. Зміни перетворення матерії, які спостерігаються під час досліду, свідчать про те, що рух є невід'ємною властивістю самої матерії, способом її існування.

Основою фізики, як і будь-якої іншої природної науки, є закономірності, установлені в результаті узагальнення даних, отриманих під час досліджень, які й відбивають взаємозв'язок явищ. Наприклад, закон збереження і перетворення енергії, закони Ньютона в механіці, закон Кулона в електростатиці.

Курс загальної фізики складається з розділів: «Механіка», «Молекулярна фізика і термодинаміка», «Електрика й магнетизм», «Коливання й хвилі», «Оптика», «Атомна та ядерна фізика».

Будь-яке фізичне явище або процес у матеріальному світі, що нас оточує, являє собою закономірний ряд змін, які відбуваються в часі й просторі. Механічний рух, тобто зміна положення даного тіла (або його частин) відносно інших тіл – це найпростіший вид фізичного процесу. Механічний рух тіл вивчається в розділі фізики, який називається **механікою**. Основне завдання механіки – визначити положення тіла у будь-який момент часу.

Один з основних розділів механіки - кінематика, розглядає рух тіл без з'ясування причин цього руху. Кінематика відповідає на питання: як рухається тіло? Іншою важливою складовою механіки є динаміка, яка розглядає вплив одних тіл на інші як причину руху. Динаміка відповідає на питання: чому тіло рухається саме так, а не інакше?

У механіці Ньютона рух тіл розглядається при швидкостях, які є набагато меншими за швидкість світла у вакуумі.

У релятивістській механіці рух тіл розглядається при швидкостях, близьких до швидкості світла. Класична механіка Ньютона є граничним випадком релятивістської при $v \ll c$.

Кінематикою називають розділ механіки, у якому рух тіл розглядається без з'ясування сил, які його спричиняють.

Механічним рухом тіла називають зміну його положення в просторі відносно інших тіл із плином часу. Механічний рух відносний. Рух одного й того ж самого тіла відносно різних тіл виявляється різним. Для опису руху тіла

потрібно вказати, відносно якого тіла розглядається рух. Це тіло називають тілом відліку. Система координат, пов'язана з тілом відліку, і годинник для відліку часу утворюють систему відліку, що дозволяє визначати положення тіла, що рухається, у будь-який момент часу.

Кожне тіло має свої певні розміри. Якщо розміри тіла невеликі в порівнянні з відстанями до інших тіл, то дане тіло можна вважати його матеріальною точкою.

Тіло, розмірами якого в даних умовах можна знехтувати, називається матеріальною точкою.

Переміщуючись із плином часу з однієї точки в іншу, тіло (матеріальна точка) описує деяку лінію, яку називають траєкторією руху тіла.

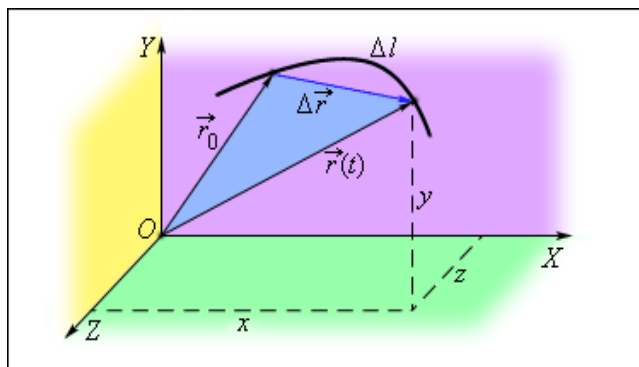


Рис 1.

Положення матеріальної точки в просторі в будь-який момент часу (закон руху) можна визначати або за допомогою залежності координат положення тіла в просторі від часу $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$ (координатний спосіб), або за допомогою залежності від часу радіус-вектора $\vec{r} = \vec{r}(t)$ (векторний спосіб), проведеного з початку координат до даної точки (рис. 1).

Переміщенням тіла $\vec{s} = \Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ називають спрямований відрізок прямої, що з'єднує початкове положення тіла з його наступним положенням. **Переміщення є векторна величина.** **Пройдений шлях** l дорівнює довжині дуги траєкторії, пройденої тілом за певний час t .

Шлях – скалярна величина.

Для характеристики руху вводиться поняття **середньої швидкості**:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

Миттєва швидкість визначається як межа, до якої прагне середня швидкість на нескінченно малому проміжку часу Δt :

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}; (\Delta t \rightarrow 0) \quad \text{або} \quad \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}.$$

Миттєва швидкість \vec{v} тіла в будь-якій точці криволінійної траєкторії спрямована по дотичній до траєкторії в цій точці.

Миттєвим прискоренням (або **прискоренням**) \vec{a} тіла називають межу відношення малої зміни швидкості $\Delta\vec{v}$ до малого проміжку часу Δt , протягом якого відбувалася зміна швидкості:

$$\vec{a} = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}; (\Delta t \rightarrow 0) \quad \text{або} \quad \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}.$$

Дотична складова повного прискорення \vec{a}_τ вказує, наскільки швидко змінюється швидкість тіла по модулю.

Нормальна складова повного прискорення \vec{a}_n вказує, наскільки скоро швидкість тіла змінюється за напрямком.

Таким чином, основними фізичними величинами в кінематиці матеріальної точки є пройдений шлях l , переміщення \vec{s} , швидкість \vec{v} і прискорення \vec{a} . Шлях l є скалярною величиною. Переміщення \vec{s} , швидкість \vec{v} і прискорення \vec{a} – величини векторні.

При обертанні твердого тіла навколо нерухомої осі лінійні швидкості й прискорення для різних його точок будуть різні. Тому обертальний рух прийнято характеризувати кутовими величинами, однаковими в цей момент часу для всіх точок тіла, що обертається.

Характеристикою швидкості й напрямку обертання тіла навколо вісі є кутова швидкість. Кутовою швидкістю називають вектор $\vec{\omega}$, який чисельно дорівнює першій похідній від кута повороту $\vec{\varphi}$ за проміжок часу t і спрямований уздовж нерухомої осі обертання, обумовлений правилом правого гвинта:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}.$$

Довільна точка (М) твердого тіла, що обертається навколо нерухомої вісі з кутовою швидкістю ω , описує коло з радіусом R і центром у точці О.

Характеристикою зміни вектора кутової швидкості тіла при нерівномірному русі тіла навколо нерухомої осі є вектор $\vec{\varepsilon}$ кутового прискорення тіла, який дорівнює першій похідній від його кутової швидкості $\vec{\omega}$ за часом t :

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}.$$

Лекція 2

План лекції. Динаміка. Закони Ньютона. Відносність руху. Перетворення Галілея. Сила. Маса. Імпульс.

Основу класичної механіки становлять три закони, сформульовані Ньютоном внаслідок узагальнення численних дослідних даних.

Перший закон динаміки: матеріальна точка зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху до тих пір, поки вплив з боку інших тіл не виведе її із цього стану.

У цьому проявляється особлива динамічна властивість тіл, названа їхньою **інертністю**. Відповідно перший закон Ньютона називають **законом інерції**, а системи відліку, у яких виконується закон, – **інерціальними**.

Система відліку, відносно якої матеріальна точка, вільна від зовнішніх впливів, знаходиться у стані спокою або рухається рівномірно й прямолінійно, називається **інерціальною системою відліку**.

За допомогою будь-яких механічних дослідів всередині певної системи відліку не можна встановити, чи знаходиться вона у стані спокою чи рухається з якоюсь постійною швидкістю.

Основним законом динаміки матеріальної точки є другий закон Ньютона, який визначає, як змінюється механічний рух точки під дією застосованих до неї сил.

Швидкість зміни імпульсу \vec{p} матеріальної точки дорівнює діючій на неї силі \vec{F} :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}, \quad \text{або} \quad \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \vec{F}.$$

Якщо на матеріальну точку діє декілька сил, то \vec{F} – геометрична сума діючих сил :

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots$$

Математичний вираз другого закону можна представити у вигляді:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}, \quad \text{або} \quad m\vec{a} = \vec{F}$$

Механічний вплив тіл одне на одне має характер їх взаємодії. Поняття маси тіла було введено на основі дослідів виміру прискорень двох взаємодіючих тіл: маси взаємодіючих тіл обернено пропорційні чисельним значенням їх прискорень:

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{a_2}{a_1}; m_1 a_1 = -m_2 a_2$$

У векторній формі це співвідношення приймає вигляд:

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2$$

Знак «мінус» виражає тут той доведений факт, що прискорення взаємодіючих тіл завжди спрямовані в протилежні боки. Звідси виходить:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$$

Дві матеріальні точки діють одна на одну із силами, які чисельно рівні й спрямовані в протилежні боки уздовж прямої, що з'єднує ці точки.

Із третього закону Ньютона випливає, що в будь-якій механічній системі геометрична сума всіх внутрішніх сил дорівнює нулю:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} = 0$$

Рух тіл можна описувати в різних системах відліку. З точки зору кінематики всі системи відліку рівноправні. Однак кінематичні характеристики руху, такі як траєкторія, переміщення, швидкість у різних системах виявляються різними.

Перетвореннями Галілея називають перетворення координат і часу при переході від однієї інерціальної системи відліку $K(x, y, z, t)$ до іншої $K'(x', y', z', t)$.

Нехай є дві системи відліку. Система XOY умовно вважається нерухомою, а система $X'O'Y'$ рухається поступально відносно системи XOY зі швидкістю \vec{v}_0 . Система XOY може бути, наприклад, пов'язана із Землею, а система $X'O'Y'$ – із платформою, що рухається по рейках (рис. 2).

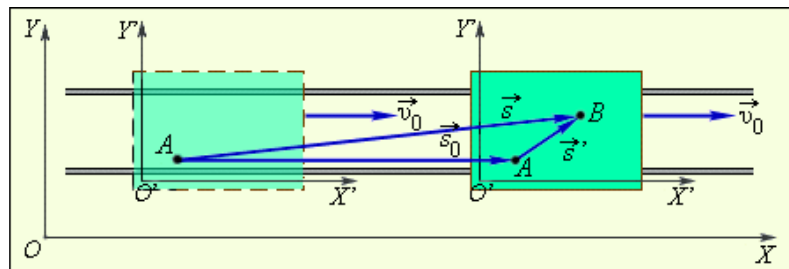


Рис. 2.

Нехай людина перейшла по платформі за деякий час із точки А у точку В. Тоді його переміщення щодо платформи відповідає вектору \vec{s}' , а переміщення платформи відносно Землі відповідає вектору \vec{s}_0 . На рис. 2 видно, що переміщення людини відносно Землі буде відповідати вектору \vec{s} , який представляє собою суму векторів \vec{s}_0 і \vec{s}' :

$$\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{s}', \quad \vec{s} = \vec{v}_0 \Delta t + \vec{s}'$$

Якщо розглянути переміщення за малий проміжок часу Δt , то розділивши обидві частини цього рівняння на Δt і потім перейшовши до межі при $\Delta t \rightarrow 0$, отримаємо:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}', \quad (1)$$

де \vec{v} – швидкість тіла в «нерухомій» системі відліку XOY , \vec{v}' – швидкість тіла в «рухомій» системі відліку $X'O'Y'$.

Співвідношення (1) виражає **класичний закон додавання швидкостей**.

Диференціюючи (1) за часом t , одержимо:

$$\vec{a} = \vec{a}'$$

При рівномірному і прямолінійному русі систем відліку одна відносно іншої, прискорення тіла в цих двох системах є однаковими.

Силою називається векторна величина, що є мірою механічної дії на тіло, що розглядається, з боку інших тіл. Механічна взаємодія може здійснюватися як між безпосередньо контактуючими тілами, так і між тими, що розташовані на відстані.

Особлива форма матерії, яка зв'язує частки речовини в єдині системи і передає з кінцевою швидкістю дії одних часток на інші, називається фізичним полем або полем.

Сила є повністю визначеною, якщо задані її модуль, напрямок у просторі й точка впливу. Пряма, уздовж якої спрямована сила, називається лінією дії сили.

Поле є стаціонарним, якщо воно не міняється із плином часу.

Одночасна дія на матеріальну точку декількох сил еквівалентна дії однієї сили, що називається рівнодіючою (результуючою) силою й дорівнює їхній геометричній сумі.

Тіла, що не входять до складу механічної системи, називаються зовнішніми тілами.

Сили, що діють на систему з боку зовнішніх тіл, називаються зовнішніми силами.

Внутрішніми силами називаються сили, які діють між тілами усередині системи, що розглядається.

Механічна система називається замкненою, або ізольованою системою, якщо вона не взаємодіє із зовнішніми тілами, тобто на жодне з тіл замкненої системи зовнішні сили не діють.

У класичній механіці масою матеріальної точки (тіла) називається позитивна скалярна величиною, що є мірою інертності цієї точки.

Маса має наступні властивості:

а) **маса матеріальної точки** не залежить від стану руху точки, і є її **незмінною характеристикою**;

б) **маса - величина адитивна**, тобто маса системи дорівнює сумі мас усіх матеріальних точок, які входять до складу цієї системи;

в) **маса замкненої системи залишається незмінною при будь-яких процесах (закон збереження маси).**

Центром інерції, або центром мас, системи матеріальних точок називається точка С, **радіус - вектор** \vec{r}_c якої дорівнює:

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i,$$

де Δm_i і \vec{r}_i – маса та радіус-вектор і-й матеріальної точки, n - загальне число матеріальних точок у системі, а $m = \sum_{i=1}^n \Delta m_i$ - маса всієї системи.

Швидкість центру інерції.

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{v}_i.$$

Векторна величина \vec{p}_i , яка дорівнює добутку маси Δm_i матеріальної точки на її швидкість \vec{v}_i , називається **імпульсом** цієї матеріальної точки:

$$\vec{p}_i = \Delta m_i \vec{v}_i$$

Імпульсом системи матеріальних точок називається вектор \vec{p} , який дорівнює геометричній сумі імпульсів усіх матеріальних точок системи:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i$$

Лекція 3

План лекції. Закон збереження імпульсу. Енергія, робота, потужність. Кінетична, потенційна, повна механічна енергія.

Із другого і третього законів випливає, що перша похідна за часом t від імпульсу \vec{p} механічної системи дорівнює вектору всіх зовнішніх сил, прикладених до системи:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_{\text{внеш}}$$

Це рівняння виражає **закон зміни імпульсу системи.**

Замкнена система передбачає відсутність зовнішніх впливів. Тому

$$\frac{d\vec{p}}{dt} \equiv 0 \quad \text{та} \quad \vec{p} = \text{const}$$

Закон збереження імпульсу: імпульс \vec{p} замкнутої системи не змінюється із плином часу.

Енергією називається скалярна фізична величина, що є загальною мірою різних форм руху матерії. Відповідно до різних форм руху матерії говорять про різні види енергії – механічну, внутрішню, ядерну і т.д.

Енергетичні характеристики руху вводяться на основі поняття **механічної роботи** або **роботи сили**.

Роботою A , яка здійснюється постійною силою \vec{F} , називається фізична величина, що дорівнює добутку модулів сили й переміщення, помноженому на косинус кута α між векторами сили \vec{F} та переміщення \vec{s} (рис. 3):

$$A = F s \cos \alpha$$

Робота є скалярною величиною. Вона може бути як **позитивною** ($0^\circ \leq \alpha < 90^\circ$), так і **негативною** ($90^\circ < \alpha \leq 180^\circ$). При $\alpha = 90^\circ$ робота, спричинена силою, дорівнює **нулю**.

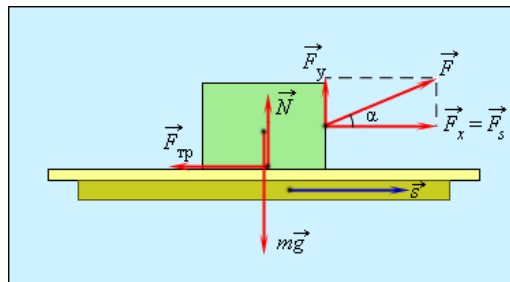


Рис. 3.

Якщо проекція \vec{F}_s сили \vec{F} на напрям переміщення \vec{s} не залишається постійною, роботу слід обчислювати для малих переміщень Δs_i та підсумовувати результати:

$$A = \sum_i \Delta A_i = \sum_i F_{si} \Delta s_i$$

Ця сума в межі ($\Delta s_i \rightarrow 0$) переходить в інтеграл.

Графічно робота визначається за площею криволінійної фігури під графіком $Fs(x)$ (рис. 4).

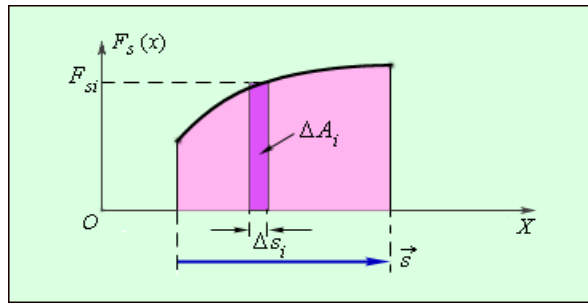


Рис.4.

Робота сили, що здійснюється в одиницю часу, називається **потужністю**. Потужність N – це фізична величина, яка дорівнює відношенню роботи A до проміжку часу t , протягом якого зроблена ця робота:

$$N = \frac{A}{t}$$

Поняття енергії й роботи нерозривно пов'язані між собою – енергія тіла (системи тіл) характеризує його здатність здійснювати роботу. З іншого боку, робота є кількісною мірою зміни енергії тіла при переході з одного стану в інший.

У механіці розрізняють два види енергії – кінетичну енергію E_k (енергія руху) і потенційну енергію E_p (енергія взаємодії). Їх сума є повною механічною енергією тіла.

При рівноприскореному русі роботу можна визначити за формулою:

$$A = Fs = ma \frac{v_2^2 - v_1^2}{2a} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}$$

Це рівняння показує, що робота, здійснена силою (або рівнодіючої всіх сил), пов'язана зі зміною квадрата швидкості.

Фізична величина, що дорівнює половині добутку маси тіла на квадрат його швидкості, називається **кінетичною енергією** тіла:

$$E_k = \frac{mv^2}{2}$$

Робота рівнодіючої сили, прикладеної до тіла, дорівнює зміні його кінетичної енергії.

$$A = E_{k2} - E_{k1}$$

Кінетична енергія – це енергія руху. Кінетична енергія тіла масою m , яке рухається зі швидкістю \vec{v} , дорівнює роботі, яку повинна зробити сила, прикладена до тіла, що знаходиться у стані спокою, щоб надати йому цю швидкість:

$$A = \frac{mv^2}{2} = E_k$$

Якщо тіло рухається зі швидкістю \vec{v} , то для його повної зупинки необхідно здійснити роботу:

$$A = -\frac{mv^2}{2} = -E_k$$

У фізиці поряд з кінетичною енергією або енергією руху важливу роль відіграє поняття **потенційної енергії** або **енергії взаємодії тіл**.

Потенційна енергія визначається взаємним положенням тіл (наприклад, положенням тіла відносно поверхні Землі).

Поняття потенційної енергії можна ввести тільки для сил, **робота яких не залежить від траєкторії руху й визначається тільки початковим і кінцевим положеннями тіла**. Такі сили називаються **консервативними**. **Робота консервативних сил на замкненій траєкторії дорівнює нулю**.

Властивістю консервативності володіють сила тяжіння та сила пружності. Для цих сил можна ввести поняття потенційної енергії.

Якщо тіло переміщується поблизу поверхні Землі, то на нього діє постійна за величиною та напрямком сила тяжіння $\vec{F} = m\vec{g}$. Робота цієї сили залежить тільки від вертикального переміщення тіла.

Якщо тіло перемістилося із точки, розташованої на висоті h_1 , у точку, розташовану на висоті h_2 від початку координатної осі OY (рис. 5), то сила тяжіння виконала роботу

$$A = -mg(h_2 - h_1) = -(mgh_2 - mgh_1)$$

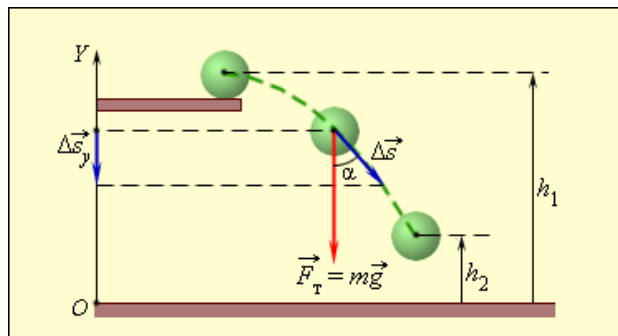


Рис.5.

Потенційна **енергія** тіла в полі сили тяжіння

$$E_p = mgh$$

Вона дорівнює роботі, яку робить сила тяжіння при опусканні тіла на нульовий рівень.

Потенційна енергія E_p залежить від вибору нульового рівня, тобто від вибору початку координат осі OY . Фізичний сенс має не сама потенційна

енергія, а її зміна $\Delta E_p = E_{p2} - E_{p1}$ при переміщенні тіла з одного положення в інше. **Ця зміна не залежить від вибору нульового рівня.**

Формула, що виражає потенційну енергію тіла масою m на відстані r від центру Землі, має вигляд:

$$E_p = -G \frac{Mm}{r},$$

де M – маса Землі, G – гравітаційна постійна.

Поняття потенційної енергії можна ввести й для сили пружності. Ця сила також має властивість консервативності.

Потенційною енергією пружини (або будь-якого пружно деформованого тіла) називають величину

$$E_p = \frac{kx^2}{2}$$

Потенційна енергія пружно деформованого тіла дорівнює роботі сили пружності при переході з даного стану в стан з нульовою деформацією.

Потенційна енергія при пружній деформації – це енергія взаємодії окремих частин тіла між собою за допомогою сил пружності.

Лекція 4

План лекції. Пружні та не пружні взаємодії. Закон збереження механічної енергії. Сили в природі. Умови рівноваги тіл

Ударна взаємодія (або зіткнення) - це короткочасна взаємодія тіл, внаслідок якої їх швидкості зазнають значних змін. У механіці часто використовують дві моделі ударної взаємодії – **абсолютно пружна та абсолютно не пружна взаємодія.**

Абсолютно не пружною взаємодією називається така взаємодія, при якій тіла з'єднуються (злипаються) одне з одним і рухаються далі як одне тіло.

Абсолютно пружною взаємодією називається зіткнення, при якому зберігається механічна енергія системи тіл.

Центральним ударом куль називають зіткнення, під час якого швидкості куль до і після співудару спрямовані по лінії центрів (рис. 6).

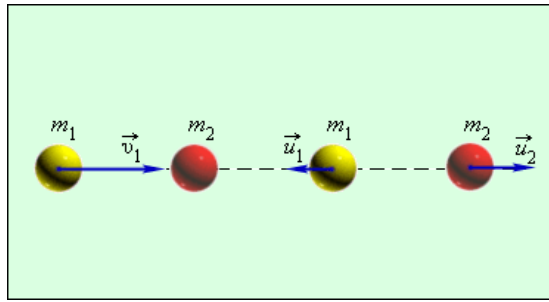


Рис.6.

Закон збереження механічної енергії.

Якщо тіла, що становлять **замкнену механічну систему**, взаємодіють між собою тільки за допомогою сил тяжіння й пружності, то робота цих сил дорівнює зміні **потенціальної енергії** тіл, узятому із протилежним знаком:

$$A = -(E_{p2} - E_{p1})$$

За теоремою про кінетичну енергію ця робота дорівнює зміні кінетичної енергії тіл

$$A = E_{k2} - E_{k1}$$

Отже

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2}$$

Сума кінетичної й потенційної енергії тіл, що становлять замкнену систему і взаємодіють між собою за допомогою сил тяжіння та сил пружності, залишається незмінною.

Усі тіла притягаються одне до одного із силою, прямо пропорційною їхнім масам і обернено пропорційною квадрату відстані між ними:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Одним із проявів сили всесвітнього тяжіння є **сила тяжіння**. Якщо M – маса Землі, R_3 – її радіус, m – маса даного тіла, то сила тяжіння дорівнює:

$$F = G \frac{M}{R_3^2} m = mg,$$

де g – прискорення вільного падіння біля поверхні Землі.

Вагою тіла називають силу, з якою тіло внаслідок його притягання до Землі діє на опору або підвіс.

Нехай тіло лежить на нерухомому відносно Землі горизонтальному столі (рис. 7). На тіло діють сила тяжіння $\vec{F}_T = m\vec{g}$, спрямована вертикально вниз, і сила

пружності $\vec{F}_y = \vec{N}$, з якої опора діє на тіло. Силу \vec{N} називають **силою нормального тиску** або **силою реакції опори**. Відповідно до третього закону Ньютона тіло діє на опору з деякої силою \vec{P} , яка дорівнює по модулю силі реакції опори й спрямованої в протилежний бік. Сила \vec{P} називається вагою тіла.

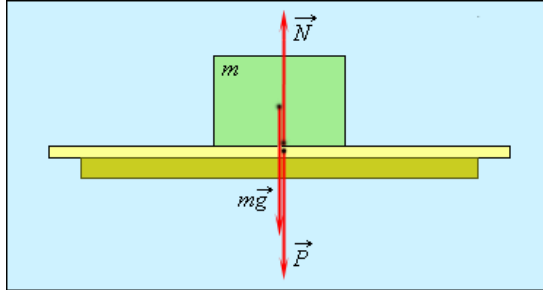


Рис.7.

При **деформації** тіла виникає сила, яка прагне відновити колишні розміри й форму тіла. Ця сила виникає внаслідок **електромагнітної** взаємодії між атомами й молекулами речовини. Її називають силою **пружності**.

Сила пружності пропорційна деформації тіла й спрямована у бік, протилежний напрямку переміщення часток тіла при деформації:

$$F_{\text{упр}} = -kx.$$

Це співвідношення виражає експериментально встановлений **закон Гука**. Коефіцієнт **k** називається **жорсткістю тіла**.

Тертя – один з видів взаємодії тіл. Воно виникає при зіткненні двох тіл.

Сила тертя ковзання пропорційна силі нормального тиску тіла на опору й спрямована убік, протилежну руху:

$$F_{\text{тр}} = \mu N,$$

μ - коефіцієнт тертя ковзання.

Із другого закону Ньютона випливає, що якщо геометрична сума всіх зовнішніх сил, прикладених до тіла, дорівнює нулю, то тіло перебуває в стані спокою або здійснює рівномірний прямолінійний рух. У цьому випадку сили, прикладені до тіла, **урівноважують** одна одну.

Щоб не обертове тіло перебувало в рівновазі, необхідно, щоб рівнодіюча всіх сил, прикладених до тіла, дорівнювала нулю.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots = 0$$

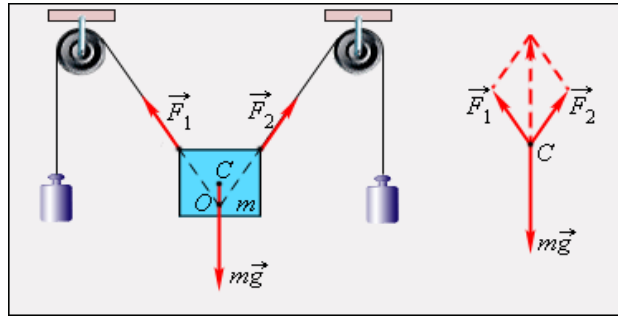


Рис. 8.

На рис. 8 наведено приклад рівноваги твердого тіла під дією трьох сил. Точка перетинання O ліній дії сил \vec{F}_1 і \vec{F}_2 не збігається із точкою прикладеної сили ваги (центр мас C), але у випадку врівноваження ці точки обов'язково перебувають на одній вертикалі. При обчисленні рівнодіючої всі сили зводяться до одній точки.

Якщо тіло може **обертатися** навколо деякої осі, то для його врівноваження **недостатньо того, щоб рівнодіюча всіх сил дорівнювала нулю**.

Обертаюча дія сили залежить не тільки від її величини, але й від відстані між лінією дії сили й віссю обертання.

Довжина перпендикуляра, проведеного від осі обертання до лінії дії сили, називається **плечем сили**.

Добуток модуля сили F на плече d називається **моментом сили M** . Позитивними вважаються моменти тих сил, які прагнуть повернути тіло проти годинникової стрілки (рис. 9).

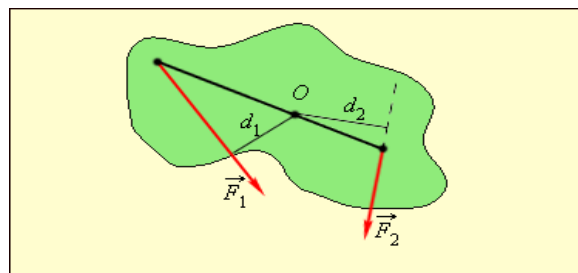


Рис. 9.

Правило моментів: тіло, що має нерухливу вісь обертання, перебуває в рівновазі, якщо алгебраїчна сума моментів усіх прикладених до тіла сил відносно цієї осі дорівнює нулю:

$$M_1 + M_2 + \dots = 0$$

У загальному випадку, коли тіло може рухатися поступально й обертатися, для рівноваги необхідним є виконання обох умов: рівнодіюча сила має дорівнювати нулю й суми всіх моментів сил має дорівнювати нулю.

Лекція 5

План лекції. Динаміка обертового руху. Момент інерції. Центр маси. Теорема про паралельний перенос осі обертання (теорема Штейнера).

Для кінематичного опису обертання твердого тіла зручно використовувати кутові величини: кутове переміщення $\Delta\vec{\varphi}$, кутову швидкість $\vec{\omega}$ і кутове прискорення $\vec{\epsilon}$.

При обертанні твердого тіла навколо нерухомої осі всі його точки рухаються з однаковими кутовими швидкостями й однаковими кутовими прискореннями.

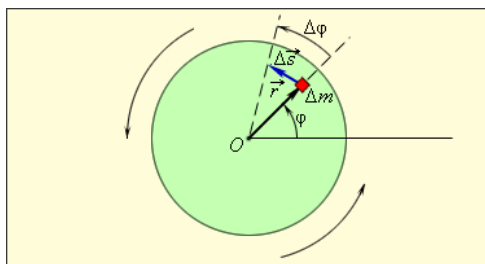


Рис.10.

При малих кутових переміщеннях $\Delta\vec{\varphi}$ модуль вектора $\Delta\vec{s}$ лінійного переміщення деякого елемента маси Δm обертового твердого тіла виражається співвідношенням:

$$\Delta s = r \Delta \varphi$$

Розіб'ємо обертове тіло на малі елементи масами Δm_i . Відстані до осі обертання позначимо через r_i , модулі лінійних швидкостей – через v_i .

Тоді кінетичну енергію обертового тіла можна записати у вигляді

$$E_k = \sum_i \frac{\Delta m v_i^2}{2} = \sum_i \frac{\Delta m (r_i \omega)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_i \Delta m_i r_i^2$$

Фізична величина, рівна $\sum_i \Delta m_i r_i^2$, залежить від розподілу мас обертового тіла відносно осі обертання. Вона називається **моментом інерції** I тіла відносно даної осі:

$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2$$

Добуток елементарної маси Δm_i на r_i визначає момент інерції матеріальної точки відносно осі обертання.

У межі при $\Delta m \rightarrow 0$ ця сума переходить в інтеграл.

Кінетична енергія твердого тіла, що обертається навколо нерухомої осі, дорівнює

$$E_k = \frac{I \omega^2}{2}$$

Момент інерції в динаміці обертового руху відіграє таку ж роль, що й маса тіла в динаміці поступального руху. Але є й принципова різниця. Якщо маса – внутрішня властивість даного тіла, що не залежить від його руху, то момент інерції тіла залежить від того, навколо якої осі воно обертається. **Для різних осей обертання моменти інерції того самого тіла різні.**

У багатьох задачах розглядається випадок, коли вісь обертання твердого тіла проходить через його **центр маси**. Положення x_c, y_c центру мас для простого випадку системи із двох часток з масами m_1 і m_2 , розташованими в площині XY у точках з координатами x_1, y_1 і x_2, y_2 (рис. 11), визначається рівняннями:

$$x_c = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}; y_c = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}$$

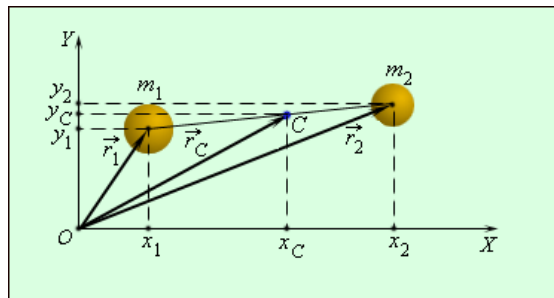


Рис.11.

У векторній формі це співвідношення має вигляд:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}$$

Аналогічно і для системи, що складається з багатьох матеріальних точок, радіус-вектор \vec{r}_c центру мас визначається вираженням

$$\vec{r}_c = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i}$$

При пласкому русі кінетична енергія твердого тіла, що рухається, дорівнює сумі кінетичної енергії поступального руху й кінетичної енергії обертання щодо осі, яка проходить через центр мас тіла і перпендикулярна площинам, у яких рухаються всі точки тіла:

$$E_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I_c \omega^2}{2},$$

де m – повна маса тіла; I_c – момент інерції тіла щодо осі, що проходить через центр мас.

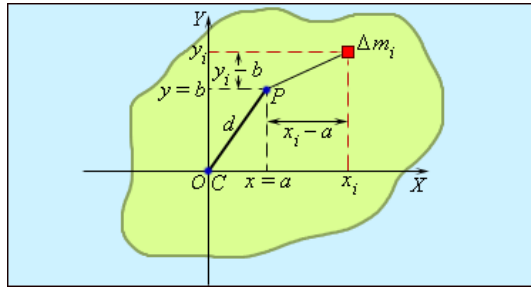


Рис.12.

Розглянемо перетин твердого тіла довільної форми, зображене на рис. 12. Виберемо координатну систему XY з початком координат O у центрі мас C тіла. Нехай одна з осей обертання проходить через центр мас C , а інша через довільну точку P , розташовану на відстані d від початку координат. Обидві осі перпендикулярні площини креслення. Нехай Δm_i – деякий малий елемент маси твердого тіла. За визначенням моменту інерції

$$I_c = \sum_i \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2);$$

$$I_p = \sum_i \Delta m_i ((x_i - a)^2 + (y_i - b)^2)$$

Вираз для I_p можна переписати у вигляді

$$I_p = \sum_i \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2) + \sum_i \Delta m_i (a^2 + b^2) - 2a \sum_i \Delta m_i x_i - 2b \sum_i \Delta m_i y_i$$

Оскільки початок координат збігається із центром мас C , останні два члени перетворюються в нуль. Це впливає з визначення центру мас. Отже,

$$I_p = I_c + md^2,$$

де m – повна маса тіла, d – відстань між осями. Це співвідношення називають **теоремою Штейнера (теоремою про паралельний перенос осі обертання)**.

На рис. 13 наведені моменти інерції тіл різної геометричної форми.

$I_C = \frac{1}{12} ML^2$ Твердый стержень	$I_C = \frac{2}{5} MR^2$ Шар	$I_C = \frac{2}{3} MR^2$ Тонкостенная сферическая оболочка
$I_C = MR^2$ Тонкостенный цилиндр	$I_C = \frac{1}{2} MR^2$ Диск	$I_C = \frac{1}{4} MR^2$ Диск

Рис. 13.

Лекція 6

План лекції. Основне рівняння динаміки обертового руху. Момент імпульсу. Закон збереження моменту імпульсу.

Другий закон Ньютона може бути узагальнений на випадок обертання твердого тіла відносно нерухомої осі. На рис. 14 зображене деяке тверде тіло, яке обертається відносно осі, перпендикулярної до площини рисунка й проходить через точку O . Виділимо довільний малий елемент маси Δm_i . На нього діють зовнішні й внутрішні сили. Рівнодіюча всіх сил є \vec{F}_i . Її можна розкласти на дві складові: дотичну складову $\vec{F}_{i\tau}$ й радіальну \vec{F}_{ir} . Радіальна складова \vec{F}_{ir} створює доцентрове прискорення a_n .

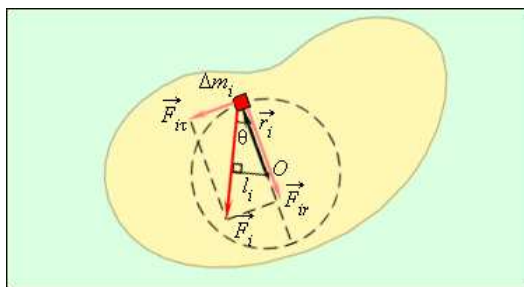


Рис. 14.

Дотична складова $\vec{F}_{i\tau}$ викликає тангенціальне прискорення $\vec{a}_{i\tau}$ маси Δm_i . Другий закон Ньютона, записаний у скалярній формі, дає

$$\Delta m_i a_{i\tau} = F_{i\tau} = F_i \sin \theta \quad \text{або} \quad \Delta m_i r_i \varepsilon = F_i \sin \theta,$$

де $\varepsilon = \frac{a_{i\tau}}{r_i}$ – кутове прискорення всіх точок твердого тіла.

Якщо обидві частини написаного вище рівняння помножити на r_i , то отримаємо

$$\Delta m_i r_i^2 \varepsilon = F_i r_i \sin \theta = F_i l_i = M_i,$$

де l_i – плече сили \vec{F}_i , M_i – момент сили.

Тепер потрібно записати аналогічні співвідношення для всіх елементів маси Δm_i обертового твердого тіла, а потім додати ліві й праві частини. Це дає:

$$\sum_i \Delta m_i r_i^2 \varepsilon = \sum_i M_i$$

Сума моментів сил, що стоять у правій частині і діють на різні точки твердого тіла, складається із суми моментів усіх зовнішніх сил і суми моментів усіх внутрішніх сил:

$$\sum_i M_i = \sum_i M_{i\text{внеш}} + \sum_i M_{i\text{внутр}}$$

Сума моментів усіх внутрішніх сил згідно із третім законом Ньютона дорівнює нулю, тому в правій частині залишається тільки сума моментів усіх зовнішніх сил, які ми позначимо через \vec{M} . Таким чином,

$$\vec{M} = I\vec{\epsilon}$$

Це **основне рівняння динаміки обертового руху твердого тіла**. Величини $\vec{\omega}$, $\vec{\epsilon}$, \vec{M} визначаються як вектори, спрямовані по осі обертання. При вивченні поступального руху тіл уводиться поняття імпульсу тіла \vec{p} . При вивченні обертового руху вводиться поняття **моменту імпульсу**.

Моментом імпульсу обертового тіла називають фізичну величину, рівну добутку моменту інерції тіла I на кутову швидкість $\vec{\omega}$ його обертання.

Момент імпульсу позначається буквою \vec{L} :

$$\vec{L} = I\vec{\omega}.$$

Диференціюючи цю рівність за часом, одержимо

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I\vec{\epsilon} = \vec{M}.$$

Це рівняння, отримане для випадку, коли $I = const$, вірне й у загальному випадку, коли момент інерції тіла змінюється в процесі руху.

Якщо сумарний момент \vec{M} зовнішніх сил, що діють на тіло, дорівнює нулю, то момент імпульсу $L = I\omega$ відносно даної осі зберігається:

$$\frac{dL}{dt} = 0, L = const.$$

Це і є **закон збереження моменту імпульсу**. Ілюстрацією цього закону може служити непружне обертальне зіткнення двох дисків, насаджених на загальну вісь (рис. 15).

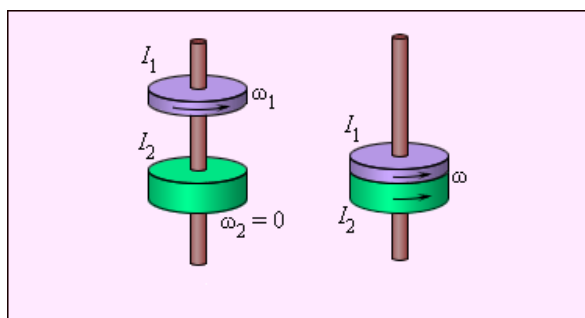


Рис. 15.

Рівняння обертового руху тіла можна записувати не тільки відносно нерухомої або осі, що рівномірно рухається, але й відносно осі, що рухається із прискоренням.

Основне рівняння динаміки обертового руху не змінює свого виду й у випадку осей, що прискорено рухаються, за умови, що вісь обертання проходить через центр маси тіла й що її напрямок у просторі залишається незмінним.

Лекція 7

План лекції. Введення в молекулярну фізику й термодинаміку. Молекулярно-кінетична теорія (МКТ), основні положення МКТ, основне рівняння МКТ, температура, закон Дальтона.

Молекулярна фізика й термодинаміка – це, по суті, дві різні за своїми підходами, але тісно пов'язані науки, які спрямовані на одне й теж саме – вивченням макроскопічних властивостей фізичних систем.

Молекулярна фізика є **статистичною** теорією, тобто теорією, яка розглядає поведінку систем, що складаються із величезного числа часток (атомів, молекул), на основі ймовірних моделей.

На відміну від молекулярно-кінетичної теорії, термодинаміка при вивченні властивостей макроскопічних систем не спирається ні на які уявлення про молекулярну структуру речовини. Термодинаміка є наукою **феноменологічною**. Вона робить висновки про властивості речовини на основі законів, установлених дослідним шляхом, таких як закон збереження енергії. Термодинаміка оперує тільки з макроскопічними величинами (тиск, температура, об'єм і т.п.).

Молекулярно-кінетичною теорією називають вчення про будову й властивості речовини на основі уявлень про існування атомів і молекул як найменших часток хімічних речовин.

В основі молекулярно-кінетичної теорії лежать три положення:

1. Усі речовини – рідкі, тверді й газоподібні – утворені із дрібних часток – молекул, які самі складаються з атомів («елементарних молекул»). Молекули хімічної речовини можуть бути простими й складними, тобто складатися з одного або декількох атомів. Молекули й атоми являють собою електричні нейтральні частки. За певних умов молекули й атоми можуть здобувати додатковий електричний заряд і перетворюватися в позитивні або негативні іони.
2. Атоми й молекули перебувають у безперервному хаотичному русі.
3. Частки взаємодіють одна з одною силами, що мають електричну природу. Гравітаційна взаємодія між частками зневажливо мала.

Експериментальним підтвердженням уявлень молекулярно-кінетичної теорії про невпорядкований рух атомів і молекул є **броунівський рух** (рис.16).



Рис.16.

У молекулярно-кінетичній теорії **кількість речовини** прийнято вважати пропорційним числу часток. Одиниця кількості речовини називається **молем** (моль).

Моль – це кількість речовини, що містить стільки ж часток (молекул), скільки втримується атомів в 0,012 кг вуглецю ^{12}C . Молекула вуглецю складається з одного атома.

Таким чином, в одному молі будь-якої речовини міститься те саме число часток (молекул). Це число називається постійною Авогадро N_A :

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Кількість речовини ν визначається як відношення числа N часток (молекул) речовини до постійної Авогадро N_A :

$$\nu = \frac{N}{N_A}.$$

Масу одного моля речовини прийнято називати **молярною масою M** . Молярна маса дорівнює добутку маси m_0 однієї молекули даної речовини на постійну Авогадро:

$$M = N_A \cdot m_0.$$

Молярна маса виражається в **кілограмах на моль** (кг/моль). За одиницю маси атомів і молекул приймається 1/12 маси атома ізотопу вуглецю ^{12}C (з масовим числом 12). Вона називається **атомною одиницею маси** (а. е. м.):

$$1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Відношення маси атома або молекули даного речовини до 1/12 маси атома вуглецю ^{12}C називається **відносною масою**.

Найпростішою моделлю, яка розглядається молекулярно-кінетичною теорією, є модель **ідеального газу**. У кінетичній моделі ідеального газу молекули розглядаються як ідеально пружні кульки, взаємодіючі між собою й зі стінками тільки під час пружних зіткнень. Передбачається, що сумарний об'єм усіх молекул є малим у порівнянні з об'ємом посудини, у якій перебуває газ. Модель ідеального газу досить добре описує поведінку реальних газів у широкому діапазоні тисків і температур. Завдання молекулярно-кінетичної теорії полягає в тому, щоб встановити зв'язок між **мікроскопічними** (маса, швидкість, кінетична енергія молекул) і **макроскопічними параметрами** (тиск, об'єм, температура).

Проекція v_x швидкості молекули, перпендикулярна стінці, змінює свій знак на протилежний, а проекція v_y швидкості, паралельна стінці, залишається незмінною (рис. 17).

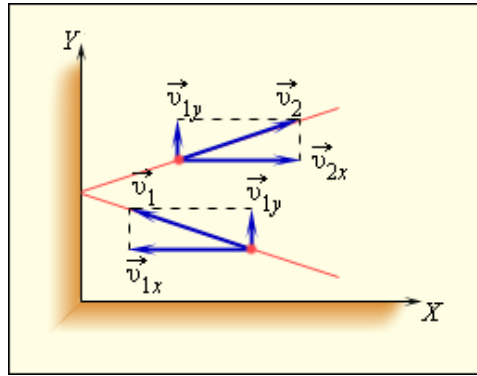


Рис.17.

Тому зміна імпульсу молекули буде дорівнювати $2m_0v_x$, де m_0 – маса молекули.

Виділимо на стінці деяку площу S (рис. 18). За час Δt із цієї площею зіштовхнуться всі молекули, що мають проекцію швидкості v_x , спрямовану вбік стінки площі, які перебувають у циліндрі з площею підстави S і висотою $v_x \Delta t$.

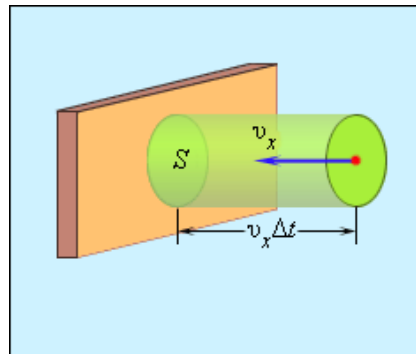


Рис.18.

Нехай в одиниці об'єму посудини знаходяться n молекул; тоді число молекул в об'ємі циліндра рівно $nSv_x \Delta t$. Число ударів молекул на площі S за час Δt дорівнює $\frac{1}{2}nSv_x \Delta t$. Оскільки кожна молекула при зіткненні зі стінкою змінює свій імпульс на величину $2m_0v_x$, тоді повна зміна імпульсу всіх молекул, що зіштовхнулися за час Δt із площею S , дорівнюватиме $nm_0v_x^2 S \Delta t$.

Остаточно одержимо:

$$p = \frac{F}{S} = nm_0v_x^2$$

Формулу для середнього тиску газу на стінку посудини запишемо у вигляді

$$p = \langle p \rangle = \frac{1}{3}nm_0 \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3}n \frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{2}{3}n \langle E_k \rangle.$$

Це рівняння називають **основним рівнянням молекулярно-кінетичної теорії газів**.

Порівнюючи співвідношення $p = nkT$ з основним рівнянням молекулярно-кінетичної теорії газів, можна одержати:

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

Середня кінетична енергія хаотичного руху молекул газу прямо пропорційна абсолютній температурі.

Таким чином, середня кінетична енергія хаотичного руху молекул газу **прямо пропорційна абсолютній температурі й температура є мірою середньої кінетичної енергії поступального руху молекул.**

Тиск суміші газів на стінки посудини буде складатися з **парціальних тисків** кожного газу:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = (n_1 + n_2 + n_3 + \dots)kT,$$

де n_1, n_2, n_3, \dots – концентрації молекул різних газів у суміші. Це співвідношення виражає закон Дальтона: **тиск у суміші хімічно не взаємодіючих газів дорівнює сумі їх парціальних тисків.**

Лекція 8

План лекції. Рівняння стану ідеального газу. Ізопроцес. Випаровування, конденсація, кипіння. Насичені й ненасичені пари. Рівняння стану реального газу (рівняння Ван-Дер-Ваальса).

Співвідношення

$$p = nkT$$

можна записати у формі, що встановлює зв'язок між макроскопічними параметрами газу – об'ємом V , тиском p , температурою T і кількістю речовини ν :

$$\nu = \frac{N}{V} = \frac{\nu N_A}{V} = \frac{m}{M} \frac{N_A}{V}.$$

або

$$pV = \nu N_A kT = \frac{m}{M} N_A kT.$$

$R = N_A k$ - універсальна газова постійна.

$$R = 8,31 \text{ Дж/моль К}$$

Співвідношення

$$pV = \nu RT = \frac{m}{M} RT.$$

називається **рівнянням стану ідеального газу (рівнянням Клапейрона–Менделєєва).**

Для одного моля будь-якого газу це співвідношення приймає вигляд

$$pv = RT.$$

Якщо температура газу дорівнює $T_n = 273,15 \text{ K}$ (0°C), а тиск $p_n = 1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, газ перебуває **при нормальних умовах** і моль будь-якого газу при нормальних умовах займає той самий об'єм V_0 , рівний (**закон Авогадро**):

$$V_0 = 0,0224 \text{ м}^3/\text{моль} = 22,4 \text{ дм}^3/\text{моль}.$$

Газ може брати участь у різних теплових процесах, при яких можуть змінюватися всі параметри, які описують його стан (p , V і T). Якщо процес протікає досить повільно, то в будь-який момент система є близькою до стану рівноваги. Такі процеси називаються **квазістатичними**. Квазістатичні процеси можуть бути зображені на діаграмі станів (наприклад, у координатах p , V) у вигляді деякої кривої лінії, кожна точка якої представляє рівноважний стан.

Цікавість представляють процеси, у яких один з параметрів (p , V або T) залишається незмінним. Такі процеси називаються **ізопроцесами**.

Ізотермічним процесом називають квазістатичний процес, що протікає при постійній температурі T ($T = \text{const}$).

При постійній температурі T і незмінній кількості речовини ν у посудині добуток тиску p газу на його об'єм V повинний залишатися постійним:

$$pv = \text{const}.$$

На площині (p , V) ізотермічні процеси зображуються при різних значеннях температури T сімейством гіпербол, які називаються **ізотермами**.

Це рівняння називають **законом Бойля–Мариотта**.

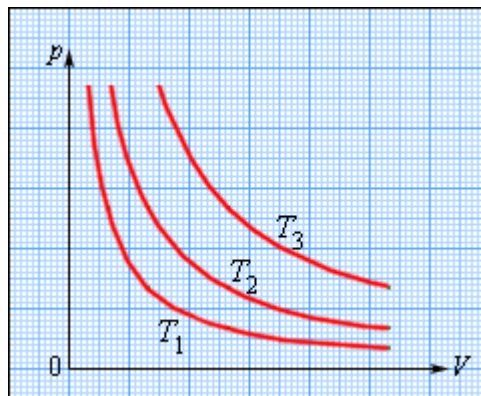


Рис. 19.

$$T_3 > T_2 > T_1$$

Ізохорний процес ($V = \text{const}$) — це процес квазістатичного нагрівання або охолодження газу при постійному об'ємі V при умові, що кількість речовини ν у посудині залишається незмінною.

В цих умовах тиск газу p змінюється прямо пропорційно його абсолютній температурі: $p \sim T$ або $\frac{p}{T} = \text{const}$.

Це рівняння ізохорного процесу називається **законом Шарля**.

На площині (p, T) ізохорні процеси для заданої кількості речовини ν при різних значеннях об'єму V зображуються сімейством прямих ліній, які називаються **ізохорами**. Більшим значенням об'єму відповідають ізохори з меншим нахилом відносно вісі температур (рис. 20).

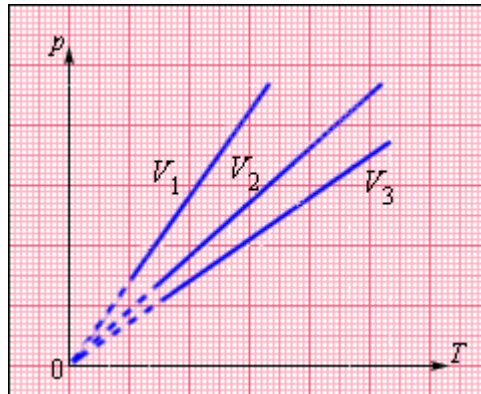


Рис.20.

$$V_3 > V_2 > V_1$$

Ізобарним процесом ($p = \text{const}$) називають квазістатичний процес, що протікає при незмінному тиску p .

Рівняння ізобарного процесу для деякої незмінної кількості речовини ν має вигляд

$$\frac{V}{T} = \text{const}.$$

Рівняння ізобарного процесу називають **законом Гей-Люсака**.

На площині (V, T) ізобарні процеси при різних значеннях тиску p зображуються сімейством прямих ліній (рис.21), які називаються **ізобарами**.

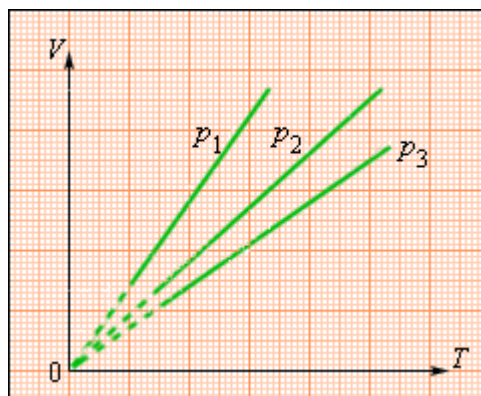


Рис.21.

$$p_3 > p_2 > p_1$$

Адіабатичний процес – процес, що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем, тобто при повній теплоізоляції.

Рівняння адіабатичного процесу (рівняння Пуассона)

$$pV^\gamma = \text{const},$$

де $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, c_p, c_v - теплоємності при постійному тиску та об'ємі.

Будь-яка речовина за певних умов може перебувати в різних агрегатних станах – твердому, рідкому й газоподібному. Перехід з одного стану в інший називається **фазовим переходом**. **Випаровування** і **конденсація** є прикладами фазових переходів.

Випаровуванням називається фазовий перехід з рідкого стану в газоподібний.

Конденсація – це процес, зворотний процесу випаровування. При конденсації молекули пари повертаються в рідину.

Пара, що перебуває в рівновазі зі своєю рідиною, називають **насиченою**.

Тиск насиченої пари p_0 даної речовини залежить тільки від її температури й не залежить від об'єму.

Реальні гази підпорядковуються рівнянню Ван-Дер-Ваальса.

Рівняння стану ідеального газу видозмінюється. Тиск слід збільшити на величину внутрішнього тиску, пов'язаного з міжмолекулярною взаємодією, а об'єм слід зменшити на величину власного об'єму молекул.

Як наслідок отримуємо рівняння

$$\left(p + \frac{am^2}{V^2}\right)(V - bm) = mRT,$$

де a, b – постійні Ван-Дер-Ваальса.

Ізотерми реальних газів на площині (p, V) містять горизонтальні ділянки, відповідні до двофазної системи (рис.22).

Ізотерми реальних газів підпорядковуються рівнянню Ван-Дер-Ваальса.

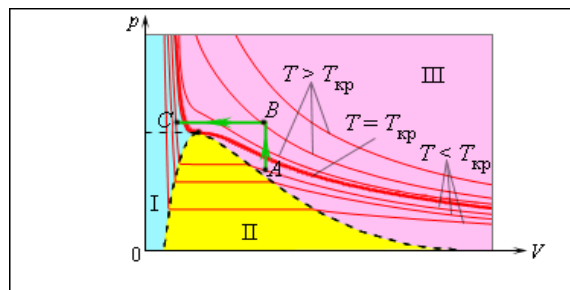


Рис.22.

Лекція 9

План лекції. Властивості рідин. Поверхневий натяг.

Молекули речовини в рідкому стані розташовані майже впритул один до одної. На відміну від твердих кристалічних тіл, у яких молекули утворюють упорядковані структури в повному об'ємі кристала й можуть здійснювати теплові коливання близько фіксованих центрів, молекули рідини мають більшу свободу. Кожна молекула рідини, як і у твердому тілі, «затиснута» з усіх боків сусідніми молекулами й здійснює теплові коливання близько деякого положення рівноваги. Однак час від часу будь-яка молекула може переміститися в сусіднє вакантне місце. Такі перескоки в рідинах відбуваються досить часто, тому молекули не прив'язані до певних центрів, як у кристалах, і можуть переміщатися по всьому об'єму рідини. Цим пояснюється текучість рідин. Через сильну взаємодію між близько розташованими молекулами вони можуть утворювати локальні (нестійкі) упорядковані групи, що містять кілька молекул. Це явище називається **близьким порядком** (рис. 23).

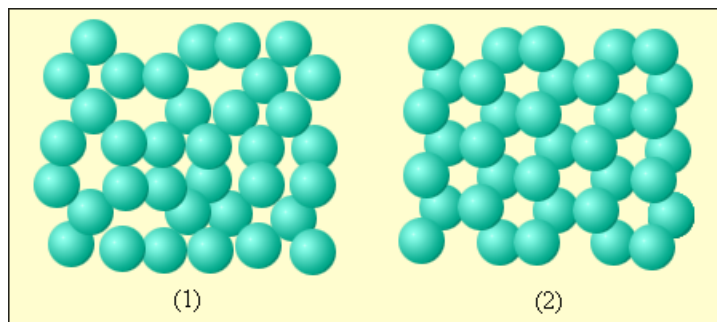


Рис. 23.

Найцікавішою особливістю рідин є наявність **вільної поверхні**. Рідина, на відміну від газів, не заповнює весь об'єм посудини, у яку вона налита. Між рідиною й газом (або паром) утворюється границя розділу, яка перебуває в особливих умовах у порівнянні з іншою масою рідини. Молекули в прикордонному шарі рідини, на відміну від молекул у її глибині, оточені іншими молекулами тієї ж рідини не з усіх боків. Сили міжмолекулярної взаємодії, що діють на одну з молекул усередині рідини з боку сусідніх молекул, у середньому взаємно скомпенсовані. Будь-яка молекула в прикордонному шарі притягається молекулами, що перебувають усередині рідини (силами, що діють на дану молекулу рідини з боку молекул газу (або пари) можна зневажити). У результаті з'являється деяка рівнодіюча сила, спрямована вглиб рідини. Поверхневі молекули силами міжмолекулярного притягання втягуються усередину рідини. Але всі молекули, у тому числі молекули прикордонного шару, повинні перебувати в стані рівноваги. Ця рівновага досягається за рахунок деякого зменшення відстані між молекулами поверхневого шару і їх найближчими сусідами усередині рідини. При зменшенні відстані між молекулами виникають сили відштовхування. Якщо середня відстань між молекулами усередині рідини дорівнює r_0 , то молекули поверхневого шару впаковані більш щільно, тому вони мають додатковий запас

потенційної енергії в порівнянні із внутрішніми молекулами. Якщо молекула переміститься з поверхні усередину рідини, сили міжмолекулярної взаємодії здійснять позитивну роботу. Навпаки, щоб витягти деяку кількість молекул із глибини рідини на поверхню (тобто збільшити площу поверхні рідини), зовнішні сили повинні зробити позитивну роботу $\Delta A_{\text{внеш}}$, пропорційну зміні ΔS площі поверхні:

$$\Delta A_{\text{внеш}} = \sigma \Delta S.$$

Коефіцієнт σ називається **коефіцієнтом поверхневого натягу** ($\sigma > 0$). Таким чином, **коефіцієнт поверхневого натягу дорівнює роботі, яку необхідно здійснити для збільшення площі поверхні рідини при постійній температурі на одиницю.**

Отже, молекули поверхневого шару рідини мають надлишкову в порівнянні з молекулами усередині рідини **потенційну енергію**. Потенційна енергія E_p поверхні рідини пропорційна її площі:

$$E_p = A_{\text{внеш}} = \sigma S.$$

З механіки відомо, що рівноважним станам системи відповідає мінімальне значення її потенційної енергії. Звідси випливає, що вільна поверхня рідини прагне скоротити свою площу. Тому вільна крапля рідини приймає кулясту форму. Рідина поводить себе так, начебто по дотичній до її поверхні діють сили, що скорочують (стягуючі) цю поверхню. Ці сили називаються **силами поверхневого натягу**.

Наявність сил поверхневого натягу робить поверхню рідини схожою на пружну розтягнуту плівку, з тією різницею, що пружні сили в плівці залежать від площі її поверхні (тобто від того, як плівка деформована), а сили поверхневого натягу **не залежать** від площі поверхні рідини.

Сили поверхневого натягу прагнуть скоротити поверхню плівки. Для рівноваги рухливої сторони рамки до неї потрібно прикласти зовнішню силу $\vec{F}_{\text{ат}} = -\vec{F}_t$ (приклад рамки з однією рухливою стороною). Враховуючи, що модулі сил $\vec{F}_{\text{ат}}$ і \vec{F}_t однакові, можна записати:

$$F_n \Delta x = \sigma 2L \Delta x \quad \text{або} \quad \sigma = \frac{F_n}{2L}.$$

Коефіцієнт поверхневого натягу σ може бути визначений як **модуль сили поверхневого натягу, що діє на одиницю довжини лінії, яка обмежує поверхню**. Поблизу границі між рідиною, твердим тілом і газом форма вільної поверхні рідини залежить від сил взаємодії молекул рідини з молекулами твердого тіла (взаємодією з молекулами газу (або пари) можна знехтувати). Якщо ці сили більше, ніж сили взаємодії між молекулами самої рідини, то рідина **змочує** поверхню твердого тіла. У цьому випадку рідина підходить до поверхні твердого тіла під деяким гострим кутом θ , характерним для даної пари: рідина – тверде тіло. Кут θ називається **крайовим кутом**. Якщо сили взаємодії між молекулами рідини перевершують сили їх взаємодії з молекулами

твердого тіла, то крайовий кут θ виявляється тупим (рис.24). У цьому випадку говорять, що рідина **не змочує** поверхню твердого тіла. При **повному змочуванні** $\theta = 0$, при **повному незмочуванні** $\theta = 180^\circ$.

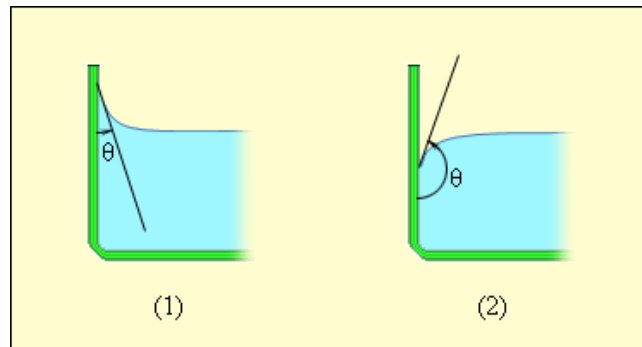


Рис. 24.

Капілярними явищами називають підйом або опускання рідини в трубках малого діаметра – **капілярах**. Змочувальні рідини піднімаються по капіляру, не змочувальні – опускаються.

На рис. 25 зображена капілярна трубка деякого радіуса r , яка занурена нижнім кінцем у змочувальну рідину щільності ρ . Верхній кінець капіляра відкритий. Підйом рідини в капілярі триває доти, доки сила тяжіння \vec{F}_T , що діє на стовп рідини в капілярі, не стане рівною за модулем результуючій F_H сил поверхневого натягу, що діють уздовж границі зіткнення рідини з поверхнею капіляра:

$$F_T = F_H, \quad \text{де } F_T = mg = \rho h \pi r^2 g, \quad F_H = \sigma 2\pi r \cos \theta.$$

Звідси випливає:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}.$$

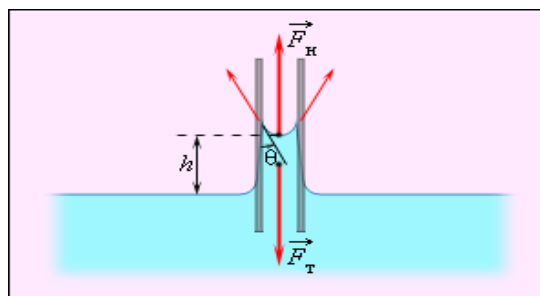


Рис.25.

При повному змочуванні $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$. У цьому випадку

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}.$$

При повному незмочуванні $\theta = 180^\circ$, $\cos \theta = -1$ і, отже, $h < 0$. Рівень не змочувальної рідини в капілярі опускається нижче рівня рідини в посудині, у яку занурений капіляр.

Вода практично повністю змочує чисту поверхню скла. Навпаки, ртуть повністю не змочує скляну поверхню. Тому рівень ртуті в скляному капілярі опускається нижче рівня в посудині.

Лекція 10

План лекції. Термодинаміка. Внутрішня енергія. Кількість теплоти. Робота в термодинаміці. Перший закон термодинаміки.

Термодинаміка – це наука про теплові явища. На противагу **молекулярно-кінетичній теорії**, яка робить висновки на основі уявлень про молекулярну будову речовини, термодинаміка виходить із найбільш загальних закономірностей теплових процесів і властивостей макроскопічних систем. Висновки термодинаміки опираються на сукупність доведених під час дослідів фактів і не залежать від наших знань про внутрішню будову речовини, хоча в цілому ряді випадків термодинаміка використовує молекулярно-кінетичні моделі для ілюстрації своїх висновків.

Термодинаміка розглядає **ізолювані** системи тіл, які перебувають у стані **термодинамічної рівноваги**. Це означає, що в таких системах **припинилися всі спостережувані макроскопічні процеси**. Важливою властивістю термодинамічно рівноважної системи є **вирівнювання температури всіх її частин**.

Якщо термодинамічна система була піддана зовнішньому впливу, то в остаточному варіанті вона перейде в інший рівноважний стан. Такий перехід називається **термодинамічним процесом**. Якщо процес протікає досить повільно (у межі нескінченно повільно), то система в кожний момент часу виявляється близькою до рівноважного стану. Одним з найважливіших понять термодинаміки є **внутрішня енергія** тіла. Усі макроскопічні тіла мають енергію, яка міститься усередині самих тел. З погляду молекулярно-кінетичної теорії внутрішня енергія речовини складається з кінетичної енергії всіх атомів і молекул і потенційної енергії їх взаємодії один з одним. Зокрема, внутрішня енергія ідеального газу дорівнює сумі кінетичних енергій усіх часток газу, що перебувають у безперервному й безладному тепловому русі. Молекулярно-кінетична теорія приводить до наступного виразу для внутрішньої енергії одного моля ідеального одноатомного газу (гелій, неон і ін.), молекули якого виконують тільки поступальний рух:

$$U = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT.$$

Оскільки потенційна енергія взаємодії молекул залежить від відстані між ними, у загальному випадку внутрішня енергія U тіла залежить не тільки від температури T , а й від об'єму V .

Таким чином, **внутрішня енергія U тіла однозначно визначається макроскопічними параметрами, що характеризують стан тіла. Вона не**

залежить від того, яким шляхом був реалізований даний стан. Прийнято говорити, що внутрішня енергія є функцією стану.

Внутрішня енергія тіла може змінюватися, якщо діючи на нього зовнішні сили здійснюють роботу (позитивну або негативну). Наприклад, якщо газ зазнає стиску в циліндрі під поршнем, то зовнішні сили здійснюють над газом деяку позитивну роботу A' . У той же час сили тиску, що діють збоку газу на поршень, виконують роботу $A = -A'$. Якщо об'єм газу змінився на малу величину ΔV , то газ виконує роботу $pS\Delta x = p\Delta v$, де p – тиск газу, S – площа поршня, Δx – його переміщення (рис. 26). При розширенні робота, проведена газом, позитивна, при стиску – негативна. У загальному випадку при переході з деякого початкового стану (1) у кінцевий стан (2) робота газу виражається формулою:

$$A = \sum_i p_i \Delta V_i$$

або в межі при $\Delta v_i \rightarrow 0$:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV .$$

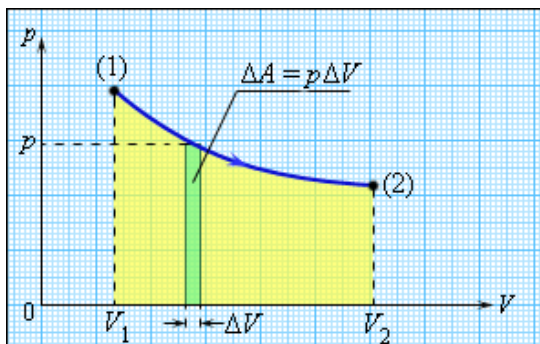


Рис.26.

Робота чисельно дорівнює площі під графіком процесу на діаграмі (p, V) . Процеси, які можна проводити в обох напрямках, називаються **оборотними**. Якщо це неможливо, то процеси є **необоротними**.

Внутрішня енергія тіла може змінюватися не тільки в результаті спричиненої роботи, але й внаслідок **теплообміну**. При тепловому контакті тіл внутрішня енергія одного з них може збільшуватися, а іншого – зменшуватися. У цьому випадку говорять про тепловий потік від одного тіла до іншого. **Кількістю теплоти** Q , отриманої тілом, називають зміною внутрішньої енергії тіла в результаті теплообміну.

Передача енергії від одного тіла іншому у формі тепла може відбуватися тільки за наявності різниці температур між ними.

Тепловий потік завжди спрямований від гарячого тіла до холодного. На рис. 27 умовно зображені енергетичні потоки між виділеною термодинамічною системою і навколишніми тілами. Величина $Q > 0$, якщо тепловий потік

спрямований у напрямі термодинамічної системи. Величина $A > 0$, якщо система виконує позитивну роботу над навколишніми тілами.

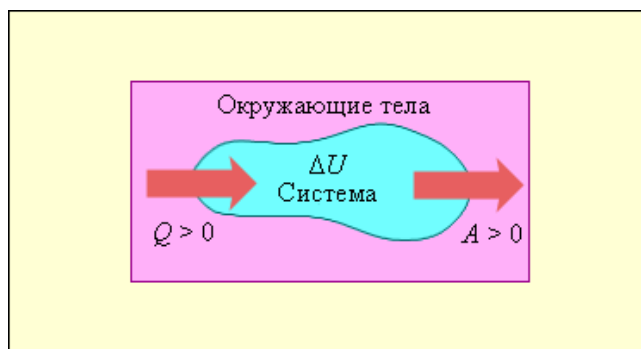


Рис.27.

Оскільки внутрішня енергія U однозначно визначається макроскопічними параметрами, що характеризують стан системи, то звідси випливає, що процеси теплообміну й здійснення роботи супроводжуються зміною ΔU внутрішньої енергії системи.

Перший закон термодинаміки є узагальненням закону збереження й перетворення енергії для термодинамічної системи. Він формулюється в такий спосіб:

зміна ΔU внутрішньої енергії неізолюваної термодинамічної системи дорівнює різниці між кількістю теплоти Q , переданій системі, і роботою A , здійсненою системою над зовнішніми тілами:

$$\Delta U = Q - A.$$

Співвідношення, що виражає перший закон термодинаміки, часто записують в іншій формі:

$$Q = \Delta U + A.$$

Кількість теплоти, отриманої системою, іде на зміну її внутрішньої енергії й здійснення роботи над зовнішніми тілами.

В **ізохорному процесі** ($V = \text{const}$) газ не здійснює роботи, $A = 0$. Отже,

$$Q = \Delta U = U(T_2) - U(T_1).$$

Тут $U(T_1)$ і $U(T_2)$ – внутрішні енергії газу в початковому й кінцевому стані. При ізохорному нагріванні тепло поглинається газом ($Q > 0$), і його внутрішня енергія збільшується. При охолодженні тепло віддається зовнішнім тілам ($Q < 0$).

В **ізобарному процесі** ($p = \text{const}$) робота, здійснена газом, виражається співвідношенням

$$A = p(V_2 - V_1) = p \Delta V.$$

Перший закон термодинаміки для ізобарного процесу дає:

$$Q = U(T_2) - U(T_1) + p(V_2 - V_1) = \Delta U + p \Delta V.$$

При ізобарному розширенні $Q > 0$ – тепло поглинається газом, і газ виконує позитивну роботу. При ізобарному стиску $Q < 0$ – тепло віддається зовнішнім тілам. У цьому випадку $A < 0$. Температура газу при ізобарному стиску зменшується, $T_2 < T_1$; внутрішня енергія зменшується, $\Delta U < 0$.

В **ізотермічному процесі** ($T = \text{const}$) температура газу не змінюється, отже, не змінюється й внутрішня енергія газу, $\Delta U = 0$. $Q = A$.

Кількість теплоти Q , отриманої газом у процесі ізотермічного розширення, перетворюється в роботу над зовнішніми тілами. При ізотермічному стисканні робота зовнішніх сил, виконана над газом, перетворюється в тепло, яке передається навколишнім тілам.

Поряд з ізохорним, ізобарним і ізотермічним процесами в термодинаміці часто розглядаються процеси, що протікають в умовах відсутності теплообміну з навколишніми тілами. Посудини з теплонепроникними стінками називаються **адіабатичними оболонками**, а процеси розширення або стиску газу в таких посудинах називаються **адіабатичними**.

В **адіабатичному процесі** $Q = 0$, тому перший закон термодинаміки має вид

$$A = -\Delta U,$$

тобто газ виконує роботу за рахунок зменшення його внутрішньої енергії.

Робота газу в адіабатичному процесі виражається через температури T_1 і T_2 початкового й кінцевого станів:

$$A = CV(T_2 - T_1).$$

Лекція 11

План лекції. Теплоємність ідеального газу. Теплові двигуни. Термодинамічні цикли. Цикл Карно. Коефіцієнт корисної дії циклу Карно.

Якщо внаслідок теплообміну тілу передається деяка кількість теплоти, то внутрішня енергія тіла і його температура змінюються.

Кількість теплоти, яка необхідна для нагрівання речовини на один градус, називається теплоємністю.

Питома теплоємність речовини c називають теплоємність одиниці маси речовини

$$c = Q / (m\Delta t).$$

Молярну теплоємність C визначають як теплоємність одного моля речовини.

Зв'язок між молярною й питомою теплоємкостями

$$C = M \cdot c.$$

Теплоємність газоподібної речовини залежить від характеру термодинамічного процесу. Зазвичай розглядаються два значення теплоємності газів: C_V – молярна теплоємність в ізохорному процесі ($V = \text{const}$) і C_p – молярна теплоємність в ізобарному процесі ($p = \text{const}$).

У процесі при постійному об'ємі газ роботи не виконує: $A = 0$. З першого закону термодинаміки для 1 моля газу випливає

$$C_V = \frac{Q_V}{\Delta T}.$$

Для процесу при постійному тиску перший закон термодинаміки дає:

$$C_p = \frac{Q_p}{\Delta T} = C_V + p \frac{\Delta V}{\Delta T}.$$

Таким чином, співвідношення, що виражає зв'язок між молярними теплоємкостями C_p і C_V , має вигляд (формула Майєра):

$$C_p = C_V + R.$$

Якщо система молекул перебуває в тепловій рівновазі при температурі T , то середня кінетична енергія рівномірно розподілена між усіма ступенями свободи й для кожного ступеня свободи молекули вона дорівнює $\frac{1}{2}kT$.

Із цього випливає, що молярні теплоємності газу C_p і C_V і їх відношення γ можуть бути записані у вигляді

$$C_V = \frac{i}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{i+2}{2}R, \gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}.$$

де i – число ступенів свободи газу.

Для газу, що складається з одноатомних молекул ($i = 3$),

$$C_V = \frac{3}{2}R, C_P = C_V + R = \frac{5}{2}R, \gamma = \frac{5}{3} = 1,66.$$

Для газу, що складається із двоатомних молекул ($i = 5$),

$$C_V = \frac{5}{2}R, C_P = C_V + R = \frac{7}{2}R, \gamma = \frac{7}{5} = 1,4.$$

Для газу, що складається з багатоатомних молекул ($i = 6$),

$$C_V = 3R, C_P = C_V + R = 4R, \gamma = \frac{4}{3} = 1,33.$$

Тепловим двигуном називається пристрій, здатний перетворювати отриману кількість теплоти в механічну роботу. Теплові двигуни (парові машини, двигуни внутрішнього згоряння і т.д.) працюють **циклічно**. Кругові процеси зображуються на діаграмі (p, V) газоподібного робочого тіла за допомогою замкнених кривих (рис. 26). При розширенні газ виконує позитивну роботу A_1 , рівну площі під кривою abc , при стиску газ здійснює негативну роботу A_2 , яка дорівнює по модулю площі під кривою cda . Повна робота за цикл $A = A_1 + A_2$ на діаграмі (p, V) дорівнює площі циклу. Робота A позитивна, якщо цикл виконується за годинниковою стрілкою, і A негативна, якщо цикл виконується в протилежному напрямку.

Виконуючи круговий процес, робоче тіло одержує від нагрівача (тепловий резервуар з більш високою температурою) деяку кількість теплоти $Q_1 > 0$ і віддає холодильнику (тепловий резервуар з більш низькою температурою) кількість теплоти $Q_2 < 0$. Робота $A = Q = Q_1 - |Q_2|$, спричинена робочим тілом за цикл, дорівнює отриманій за цикл кількості теплоти Q . Відношення роботи A до кількості теплоти Q_1 , отриманій робочим тілом за цикл від нагрівача, називається **коефіцієнтом корисної дії** η теплової машини:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1}.$$

Енергетична схема теплової машини зображена на рис. 28.

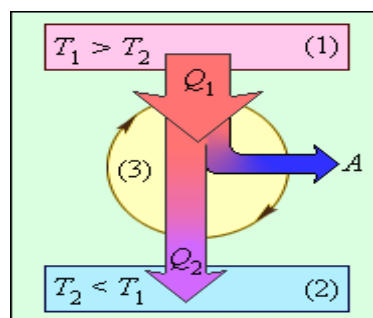


Рис. 28.

Круговий процес, що складається із двох ізотерм (1-2), (3-4) і двох адіабат (2-3), (4-1), називається **циклом Карно** (рис.29).

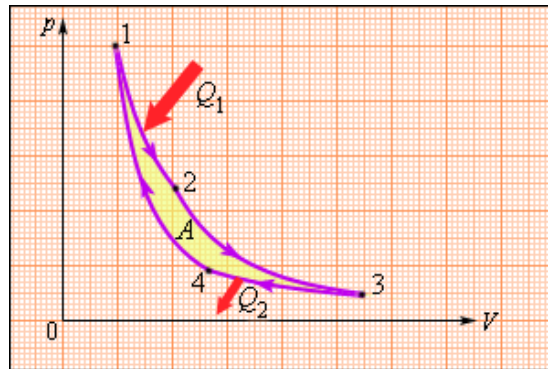


Рис.29.

Коефіцієнт корисної дії η циклу Карно

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{A_{12} + A_{34}}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}.$$

або

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

де T_1 – температура нагрівача, T_2 – холодильника.

Лекція 12

План лекції. Необоротність теплових процесів. Другий закон термодинаміки. Поняття ентропії.

Перший закон термодинаміки не встановлює напрямки теплових процесів. Однак, як показує досвід, багато теплових процесів можуть протікати тільки в одному напрямку. Такі процеси називаються **необоротними**. Наприклад, при тепловому контакті двох тіл з різними температурами тепловий потік завжди спрямований від більш теплого тіла до більш холодного. Ніколи не спостерігається мимовільний процес передачі тепла від тіла з низькою температурою до тіла з більш високою температурою. Отже, процес теплообміну при кінцевій різниці температур є необоротним.

Оборотними процесами називають процеси переходу системи з одного рівноважного стану в інший, які можна провести у зворотному напрямку через ту ж послідовність проміжних рівноважних станів. При цьому сама система й навколишні тіла вертаються до вихідного стану.

Процеси перетворення механічної роботи у внутрішню енергію тіла є необоротними через наявність тертя, процесів дифузії в газах і рідинах, процеси

4перемішування газу при наявності початкової різниці тисків і т.д. Усі реальні процеси необоротні, але вони можуть як завгодно близько наближатися до оборотних процесів. Оборотні процеси є ідеалізацією реальних процесів.

Перший закон термодинаміки не може відрізнити оборотні процеси від необоротних.

Другий закон термодинаміки:

У циклічно діючій тепловій машині неможливий процес, єдиним результатом якого було б перетворення в механічну роботу всієї кількості теплоти, отриманої від єдиного теплового резервуара.

Неможливий процес, єдиним результатом якого була б передача енергії шляхом теплообміну від тіла з низькою температурою до тіла з більш високою температурою.

При повному обході замкненого оборотного циклу

$$\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} = 0.$$

Відношення $\frac{\Delta Q_i}{T_i}$ називається **наведеним теплом**. Повне наведене тепло на будь-якому оборотному циклі дорівнює нулю. Ця формула дозволяє ввести нову фізичну величину, яка називається **ентропією** S . Зміна ентропії в якому-небудь квазістатичному процесі дорівнює **наведеному теплу**, отриманому системою. Оскільки на будь-якій ділянці адіабатичного процесу $\Delta Q = 0$, ентропія в цьому процесі залишається незмінною. Якщо термодинамічна система переходить із одного рівноважного стану в інший, то її ентропія змінюється.

Зростання ентропії є загальною властивістю всіх необоротних процесів, що мимовільно протікають в ізольованих термодинамічних системах. При оборотних процесах в ізольованих системах ентропія не змінюється:

$$\Delta S \geq 0$$

Це співвідношення прийнято називати **законом зростання ентропії**.

При будь-яких процесах, що протікають у термодинамічних ізольованих системах, ентропія або залишається незмінною, або збільшується.

Таким чином, ентропія вказує напрямок процесів, що мимовільно протікають. Зростання ентропії вказує на наближення системи до стану термодинамічної рівноваги. У стані рівноваги ентропія приймає максимальне значення. Закон зростання ентропії можна прийняти в якості ще одного формулювання другого закону термодинаміки.

Імовірне трактування поняття ентропії. Ентропію можна розглядати як міру **статистичного безладдя** в замкненій термодинамічній системі. Усі мимовільні процеси в замкненій системі, що наближають систему до стану рівноваги і супроводжуються ростом ентропії, спрямовані в напрямі збільшення ймовірності стану.

Усякий стан макроскопічної системи, що містить велику кількість часток, може бути реалізовано багатьма способами. Термодинамічна ймовірність W стану системи – це число способів, якими може бути реалізований даний стан макроскопічної системи, або число **мікростанів**, що здійснюють даний макростан. По визначенню, термодинамічна ймовірність $W \gg 1$.

Ентропія S системи й термодинамічна ймовірність W зв'язані між собою таким чином:

$$S = k \ln W,$$

де k – постійна Больцмана.

Лекція 13

План лекції. Електростатика. Електричний заряд. Взаємодія зарядів. Закон Кулона.

Багато фізичних явищ, які спостерігаються в природі і навколишньому житті, не можуть бути пояснені тільки на основі законів механіки, кінетично-молекулярної теорії й термодинаміки. У цих явищах проявляються сили, що діють між тілами на відстані, причому ці сили не залежать від мас взаємодіючих тіл і, отже, не є гравітаційними. Ці сили називають **електромагнітними силами**.

Електричний заряд – це фізична величина, що характеризує властивість часток або тіл вступати в електромагнітні силові взаємодії. Існує два типи електричних зарядів, умовно названих позитивними й негативними, заряди можуть передаватися (наприклад, при безпосередньому контакті) від одного тіла до іншого, однойменні заряди відштовхуються, різнойменні – притягаються. Одним із фундаментальних законів природи є закон збереження електричного заряду.

В ізольованій системі алгебраїчна сума зарядів усіх тіл залишається постійною (закон збереження заряду):

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const.}$$

Заряд може передаватися від одного тіла до іншого тільки порціями, що містять ціле число елементарних зарядів.

Таким чином, електричний заряд тіла – дискретна величина і є релятивістськи інваріантною (не залежить від швидкості його руху):

$$q = \pm ne \quad (n=0,1,2,\dots)$$

Фізичні величини, які можуть приймати тільки дискретний ряд значень, називаються квантованими. Елементарний заряд e є квантом (найменшою порцією) електричного заряду.

Точковим зарядом називають заряджене тіло, розмірами якого в умовах даної задачі можна зневажити.

На підставі чисельних дослідів Кулон установив наступний закон. **Сили взаємодії нерухливих зарядів прямо пропорційні добутку модулів зарядів і обернено пропорційні квадрату відстані між ними (рис. 30):**

$$F = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}, \quad \text{де } k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

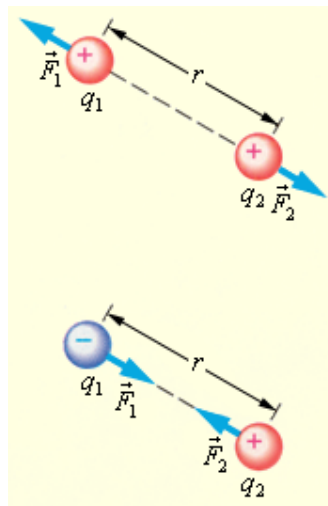


Рис. 30.

Сили кулоновської взаємодії підпорядковуються принципу суперпозиції:

Якщо заряджене тіло взаємодіє одночасно з декількома зарядженими тілами, то результуюча сила, що діє на дане тіло, дорівнює векторній сумі сил, що діють на це тіло з боку всіх інших заряджених тіл.

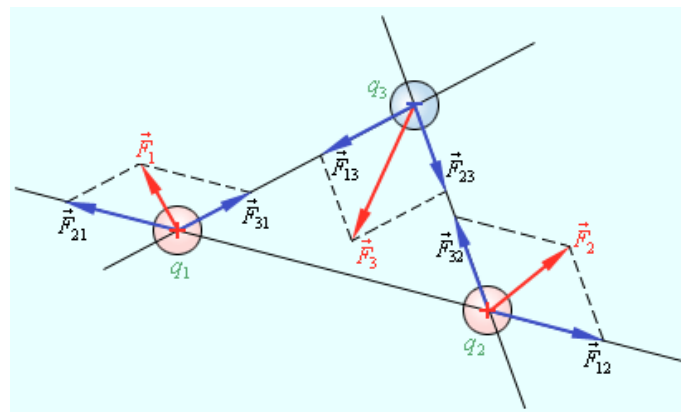


Рис. 31.

Лекція 14

План лекції. Електричне поле. Напруженість електричного поля. Теорема Гаусса.

Електричні заряди не діють один на одного безпосередньо. Кожне заряджене тіло створює в навколишньому просторі **електричне поле**. Це поле спричиняє силову дію на інші заряджені тіла. Головна властивість електричного поля – вплив на електричні заряди з деякої силою. Таким чином, взаємодія заряджених тіл здійснюється не безпосереднім їхнім впливом одне на одне, а через електричні поля, що оточують заряджені тіла.

Для кількісного визначення електричного поля вводиться **силова характеристика - напруженість електричного поля**.

Напруженістю електричного поля називають фізичну величину, рівну відношенню сили, з якої поле діє на позитивний пробний заряд, поміщений у даній точці простору, до величини цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}.$$

Напруженість електричного поля – векторна фізична величина. Напрямок вектора \vec{E} в кожній точці простору збігається з напрямом сили, що діє на позитивний пробний заряд.

Напруженість електричного поля, створюваного системою зарядів у даній точці простору, дорівнює векторній сумі напруженостей електричних полів, створюваних у тій же точці зарядами окремо:

$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$ Ця властивість електричного поля означає, що поле підпорядковується принципу суперпозиції.

Напрямок вектора \vec{E} залежить від знака заряду Q : якщо $Q > 0$, то вектор \vec{E} спрямований по радіусу від заряду, якщо $Q < 0$, то вектор \vec{E} спрямований до заряду (рис. 32).

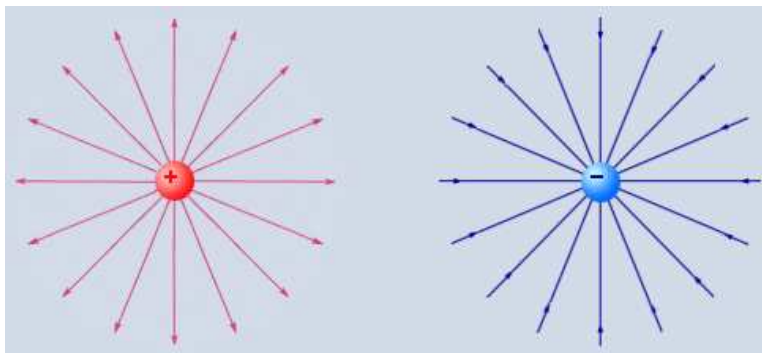


Рис. 32

Силкові лінії - це лінії, напрям вектора \vec{E} в кожній точці якої, збігалася з напрямом дотичної до цієї лінії (рис. 33).

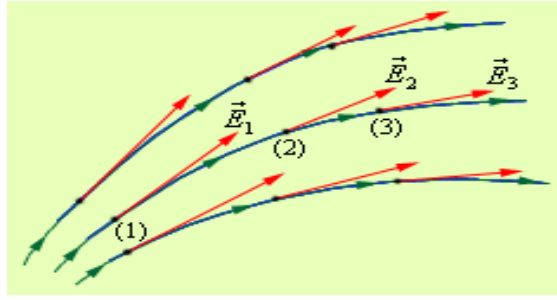


Рис. 33.

Уведемо фізичну величину, що характеризує електричне поле – **потік Φ вектора напруженості** електричного поля. Нехай у просторі, де створене електричне поле, розташований деякий досить малий майданчик ΔS . Добуток модуля вектора \vec{E} на площу ΔS і на косинус кута α між вектором \vec{E} і нормаллю \vec{n} до майданчика називається **елементарним потоком вектора напруженості** через майданчик ΔS (рис. 34):

$$\Delta\Phi = E \Delta s \cos \alpha = En \Delta S,$$

де En – модуль нормальної складової поля \vec{E} .

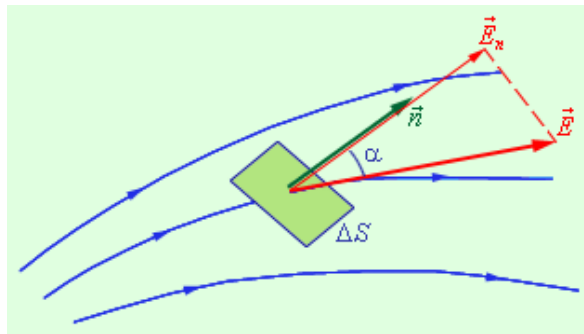


Рис.34.

Потік вектора напруженості електростатичного поля \vec{E} через довільну замкнену поверхню дорівнює алгебраїчній сумі зарядів, розташованих усередині цієї поверхні, діленої на електричну постійну ϵ_0 .

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i.$$

Розглянемо приклад симетричного розподілу зарядів – визначення поля рівномірно зарядженої площини (рис. 35).

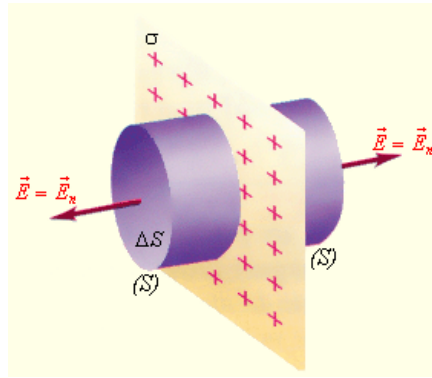


Рис. 35.

У цьому випадку гауссову поверхню S доцільно вибрати у вигляді циліндра деякої довжини, закритого з обох торців. Вісь циліндра спрямована перпендикулярно до зарядженої площини, а його торці розташовані на однаковій відстані від неї. Внаслідок симетрії поле рівномірно зарядженої площини має бути скрізь спрямоване по нормалі.

За теоремою Гаусса одержимо:

$$2E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\epsilon_0} \text{ или } E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0},$$

де σ – поверхнева щільність заряду, тобто заряд, який приходить на одиницю площі поверхні.

Отриманий вираз для електричного поля однорідно зарядженої площини можна застосовувати й у випадку плоских заряджених майданчиків кінцевого розміру. У цьому випадку відстань від точки, у якій визначається напруженість поля, до зарядженого майданчика повинна бути значно меншою за розміри майданчика.

Лекція 15

План лекції. Робота в електричному полі. Потенціал.

При переміщенні пробного заряду q в електричному полі електричні сили здійснюють роботу. Ця робота при малому переміщенні $\Delta \vec{l}$ дорівнює (рис. 36):

$$\Delta A = \vec{F} \cdot \Delta \vec{l} \cdot \cos \alpha = E q \Delta l \cos \alpha = E_1 q \Delta l.$$

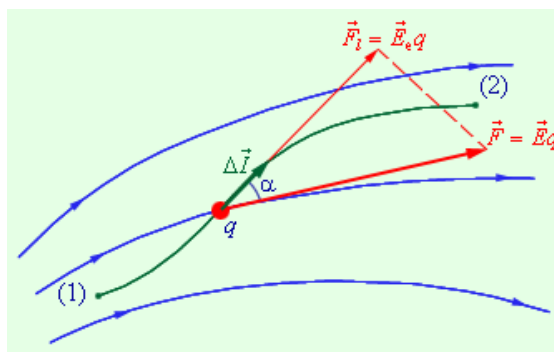


Рис. 36.

Робота сил електростатичного поля при переміщенні заряду з однієї точки поля в іншу не залежить від форми траєкторії, а визначається тільки положенням початкової й кінцевої точок і величиною заряду, тому робота сил електростатичного поля при переміщенні заряду по будь-якій замкненій траєкторії дорівнює нулю.

На рис. 37 зображено дві різні траєкторії переміщення пробного заряду q з початкової точки (1) у кінцеву точку (2). На одній із траєкторій виділене мале переміщення $\Delta \vec{l}$. Робота ΔA кулонівських сил на цьому переміщенні дорівнює

$$\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = Eq \Delta r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq}{r^2} \Delta r.$$

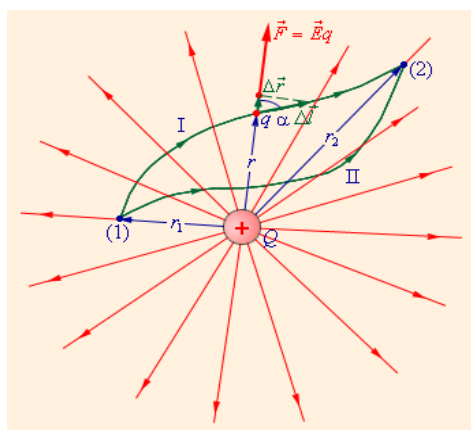


Рис.37.

Таким чином, робота на малому переміщенні залежить тільки від відстані r між зарядами і його зміни Δr . Якщо це вираження проінтегрувати на інтервалі від $r = r_1$ до $r = r_2$, можна одержати

$$A = \int_{r_1}^{r_2} Eq dr = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Отриманий результат не залежить від форми траєкторії. На траєкторіях I і II, які зображені на рис. 35, роботи кулонівських сил однакові. Якщо на одній із траєкторій змінити напрям переміщення заряду q на протилежний, то робота

змінить знак. Звідси випливає, що на замкненій траєкторії робота кулонівських сил дорівнює нулю.

Потенційна енергія заряду q , розміщений в будь-якій точці (1) простору, відносно фіксованої точки (0) дорівнює роботі A_{10} , яку виконає електростатичне поле при переміщенні заряду q із точки (1) у точку (0):

$$W_{p1} = A_{10}.$$

Робота, здійснена електростатичним полем при переміщенні точкового заряду q із точки (1) у точку (2), дорівнює різниці значень потенційної енергії в цих точках і не залежить від шляху переміщення заряду й від вибору точки (0).

$$A_{12} = A_{10} + A_{02} = A_{10} - A_{20} = W_{p1} - W_{p2}.$$

Потенційна енергія заряду q , розміщеного в електростатичному полі, пропорційна величині цього заряду.

Фізичну величину, яка дорівнює відношенню потенційної енергії електричного заряду в електростатичному полі до величини цього заряду, називають потенціалом φ електричного поля:

$$\varphi = \frac{W_p}{q}.$$

Потенціал φ є енергетичною характеристикою електростатичного поля.

Потенціал поля в даній точці простору дорівнює роботі, яку виконують електричні сили при видаленні одиничного позитивного заряду з даної точки в нескінченність:

$$\varphi_{\infty} = \frac{A_{\infty}}{q}.$$

Для наочного уявлення електростатичного поля поряд із силовими лініями використовують **еквіпотенціальні поверхні**.

Поверхня, у всіх точках якої потенціал електричного поля має однакові значення, називається еквіпотенціальною поверхнею або поверхнею рівного потенціалу.

Силві лінії електростатичного поля завжди перпендикулярні до еквіпотенціальних поверхонь.

Еквіпотенціальні поверхні кулонівського поля точкового заряду – концентричні сфери. На рис. 38 представлені малюнки силових ліній і еквіпотенціальних поверхонь деяких простих електростатичних полів.

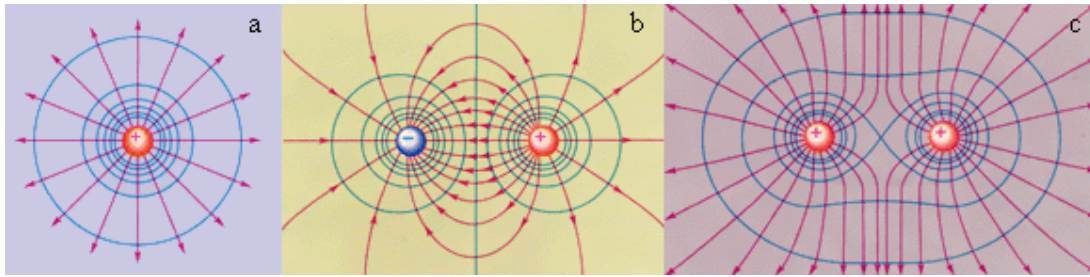


Рис. 38.

У випадку однорідного поля еквіпотенціальні поверхні являють собою систему паралельних площин.

Якщо пробний заряд q здійснив **мале переміщення** $\Delta \vec{l}$ **уздовж силовій лінії** із точки (1) у точку (2), то можна записати:

$$\Delta A_{12} = qe\Delta l = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q\Delta\varphi,$$

де $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – зміна потенціалу. Звідси випливає

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}; (\Delta l \rightarrow 0) \quad \text{або} \quad E = -\frac{d\varphi}{dl}.$$

Це співвідношення в скалярній формі виражає зв'язок між напруженістю поля й потенціалом. Тут l – координата, відлічувана уздовж силовий лінії.

Із принципу суперпозиції напруженості полів, створюваних електричними зарядами, випливає принцип суперпозиції для потенціалів:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots$$

Лекція 16

План лекції. Провідники й діелектрики в електричному полі.

Діелектрична проникність.

Речовина, внесена в електричне поле, може суттєво змінити його. Це пов'язане з тим, що речовина складається із заряджених часток. За відсутності зовнішнього поля частки розподіляються усередині речовини так, що створюване ними електричне поле в середньому по об'ємах, що включають велику кількість атомів або молекул, дорівнює нулю. При наявності зовнішнього поля відбувається перерозподіл заряджених часток і в речовині виникає власне електричне поле. Повне електричне поле \vec{E} складається відповідно до принципу суперпозиції із зовнішнього поля \vec{E}_0 й внутрішнього поля \vec{E}' , створюваного зарядженими частками речовини.

Найбільш широкі класи речовини становлять провідники й діелектрики. Основна особливість провідників – наявність **вільних** зарядів (електронів), які беруть участь у тепловому русі й можуть переміщатися по всьому об'єму провідника. Типові провідники – метали.

За відсутності зовнішнього поля в будь-якому елементі об'єму провідника негативний вільний заряд компенсується позитивним зарядом іонної решітки. У провіднику, внесеному в електричне поле, відбувається перерозподіл вільних зарядів, внаслідок чого на поверхні провідника виникають не скомпенсовані позитивні й негативні заряди. Цей процес називають електростатичною індукцією, а заряди, що з'явилися на поверхні провідника, – індукційними зарядами.

Індукційні заряди створюють своє власне поле \vec{E}' , яке компенсує зовнішнє поле \vec{E}_0 в повному обсязі провідника: $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$ (усередині провідника).

Повне електростатичне поле усередині провідника дорівнює нулю, а потенціали у всіх точках однакові й дорівнюють потенціалу на поверхні провідника.

На відміну від провідників, у діелектриках (ізоляторах) немає вільних електричних зарядів. Вони складаються з нейтральних атомів або молекул. Заряджені частки в нейтральному атомі зв'язані один з одним і не можуть переміщатися під дією електричного поля по всьому об'єму діелектрика.

При внесенні діелектрика в зовнішнє електричне поле \vec{E}_0 в ньому виникає деякий перерозподіл зарядів, які входять до складу атомів або молекул. Внаслідок такого перерозподілу на поверхні діелектричного зразка з'являються надлишкові не скомпенсовані зв'язані заряди. Усі заряджені частки, що утворюють макроскопічні зв'язані заряди, як і раніше входять до складу своїх атомів.

Зв'язані заряди створюють електричне поле \vec{E}' , яке усередині діелектрика спрямоване протилежно вектору напруженості \vec{E}_0 зовнішнього поля. Цей процес називається поляризацією діелектрика. У результаті повне електричне поле $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ усередині діелектрика виявляється по модулю менше зовнішнього поля \vec{E}_0 .

Фізична величина, що дорівнює відношенню модуля напруженості \vec{E}_0 зовнішнього електричного поля у вакуумі до модуля напруженості \vec{E} повного поля в однорідному діелектрику, називається діелектричною проникністю речовини:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Існує декілька механізмів поляризації діелектриків. Основними з них є орієнтаційна й електронна поляризації. **Дипольна** поляризація виникає у випадку полярних діелектриків, що складаються з молекул, у яких центри розподілу позитивних і негативних зарядів не збігаються. Такі молекули являють собою мікроскопічні електричні диполі – нейтральну сукупність двох зарядів, рівних по модулю й протилежних за знаком, розташованих на деякій відстані один від одного.

При відсутності зовнішнього електричного поля осі молекулярних диполів орієнтовані хаотично, так що на поверхні діелектрика й у будь-якому елементі об'єму електричний заряд у середньому дорівнює нулю.

При внесенні діелектрика в зовнішнє поле \vec{E}_0 виникає часткова орієнтація молекулярних диполів. У результаті на поверхні діелектрика з'являються не

скомпенсовані зв'язані заряди, що створюють поле \vec{E}' , спрямоване назустріч зовнішньому полю \vec{E}_0 (рис. 39).

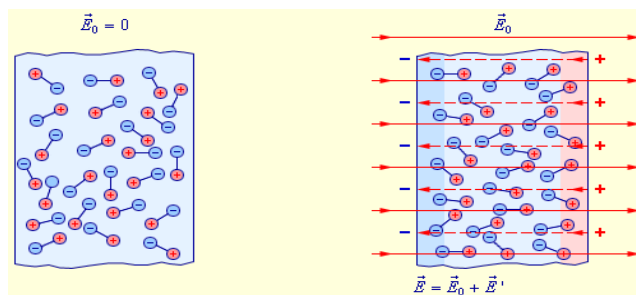


Рис.39.

Поляризація полярних діелектриків сильно залежить від температури, тому що тепловий рух молекул відіграє роль фактора, що дезорієнтує.

Електронний механізм проявляється при поляризації неполярних діелектриків, молекули яких не мають під час відсутності зовнішнього поля дипольного моменту. Під дією електричного поля молекули неполярних діелектриків деформуються – позитивні заряди зміщуються в напрямку вектора \vec{E}_0 а негативні – у протилежному напрямку. У результаті кожна молекула перетворюється в електричний диполь, вісь якого спрямована уздовж зовнішнього поля. На поверхні діелектрика з'являються не скомпенсовані зв'язані заряди, що створюють своє поле \vec{E}' , спрямоване назустріч зовнішньому полю \vec{E}_0 . Так відбувається поляризація неполярного діелектрика (рис. 40).

Деформація неполярних молекул під дією зовнішнього електричного поля не залежить від їхнього теплового руху, тому поляризація неполярного діелектрика не залежить від температури. При накладенні зовнішнього електричного поля іон зміщається із центру піраміди, і в молекули виникає дипольний момент, пропорційний зовнішньому полю.

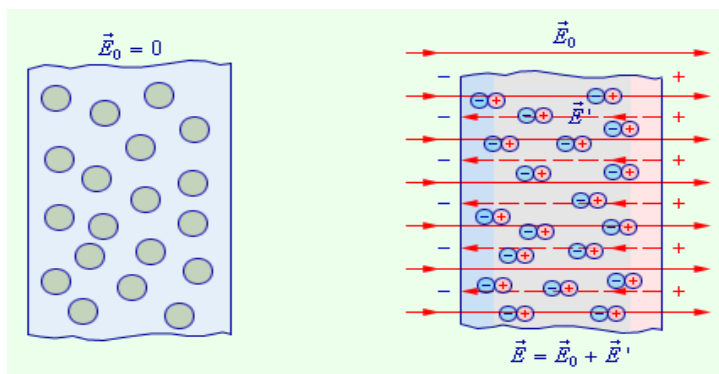


Рис.40.

Лекція 17

План лекції. Електроємність. Конденсатори. З'єднання конденсаторів. Енергія електричного поля.

Якщо двом ізолюваним один від одного провідникам надати заряди q_1 і q_2 , то між ними виникає деяка різниця потенціалів $\Delta\varphi$, залежна від величин зарядів і геометрії провідників. Різницю потенціалів $\Delta\varphi$ між двома точками в електричному полі часто називають напругою й позначають буквою U . Найбільший практичний інтерес представляє випадок, коли заряди провідників однакові по модулю й протилежні за знаком: $q_1 = -q_2 = q$. У цьому випадку можна ввести поняття **електричної ємності**.

Електроємністю зарядженого провідника називають фізичну величину, яка дорівнює відношенню заряду провідника q до його потенціалу φ :

$$C = \frac{q}{\varphi}.$$

Електроємністю системи із двох провідників називається фізична величина, що визначається як відношення заряду q одного із провідників до різниці потенціалів $\Delta\varphi$ між ними:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q}{U}.$$

Величина електроємності залежить від форми й розмірів провідників і від властивостей діелектрика, що розділяє провідники. Існують такі конфігурації провідників, при яких електричне поле виявляється зосередженим (локалізованим) лише в деякій області простору. Такі системи називають **конденсаторами**.

Найпростіший конденсатор – система із двох плоских провідних пластин, розташованих паралельно одна одній на малій в порівнянні з розмірами пластин відстані й розділених шаром діелектрика. Такий конденсатор називається плоским. Електричне поле плоского конденсатора в основному локалізовано між пластинами (рис. 41).

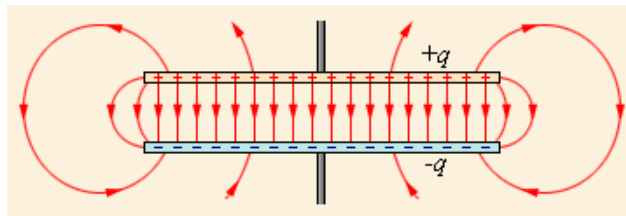


Рис. 41. Кожна із заряджених пластин плоского конденсатора створює поблизу поверхні електричне поле, модуль напруженості якого виражається співвідношенням

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

Відповідно до принципу суперпозиції, напруженість \vec{E} поля, створюваного обома пластинами, дорівнює сумі напруженостей \vec{E}^+ і \vec{E}^- полів кожної із пластин:

$$\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-.$$

Усередині конденсатора вектори \vec{E}^+ й \vec{E}^- паралельні; тому модуль напруженості сумарного поля дорівнює

$$E = 2E_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Із цих співвідношень можна одержати формулу для електроємності плоского конденсатора:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}.$$

Конденсатори можуть з'єднуватися між собою, утворюючи батареї конденсаторів. При **паралельному з'єднанні** конденсаторів (рис. 42) напруги на конденсаторах однакові: $U_1 = U_2 = U$, а заряди рівні $q_1 = C_1 U$ і $q_2 = C_2 U$. Звідси випливає

$$C = \frac{q_1 + q_2}{U} \quad \text{або} \quad C = C_1 + C_2.$$

При паралельному з'єднанні електроємності складаються.

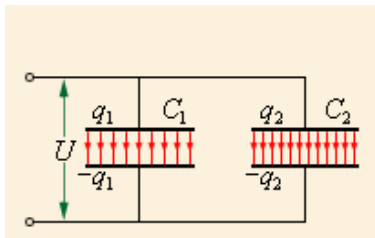


Рис.42

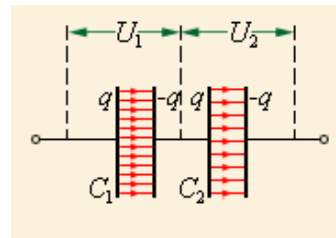


Рис.43

При послідовному з'єднанні (рис. 43) однаковими виявляються заряди обох конденсаторів: $q_1 = q_2 = q$, а напруги на них дорівнюють

$$U_1 = \frac{q}{C_1} \quad \text{й} \quad U_2 = \frac{q}{C_2}.$$

Отже,

$$C = \frac{q}{U_1 + U_2} \quad \text{або} \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

При послідовному з'єднанні конденсаторів складаються зворотні величини ємностей.

Енергія зарядженого конденсатора дорівнює роботі зовнішніх сил, яку необхідно затратити, щоб зарядити конденсатор.

Процес зарядки конденсатора можна представити як послідовний перенос досить малих порцій заряду $\Delta q > 0$ з однієї обкладки на іншу (рис. 44). При цьому одна обкладка поступово заряджається позитивним зарядом, а інша – негативним. Оскільки кожна порція переноситься в умовах, коли на обкладках уже є деякий заряд q , а між ними існує деяка різниця потенціалів $U = \frac{q}{C}$, при переносі кожної порції Δq зовнішні сили мають виконати роботу

$$\Delta A = U \Delta q = \frac{q \Delta q}{C}.$$

$$W_e = A = \frac{Q^2}{2C}.$$

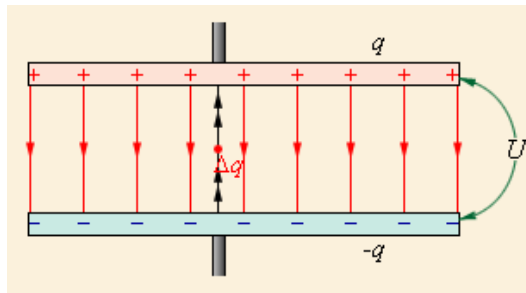


Рис.44.

Формулу, що виражає енергію зарядженого конденсатора, можна переписати в іншій еквівалентній формі, якщо скористатися співвідношенням $Q = CU$:

$$W_e = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} = \frac{QU}{2}.$$

Напруженість однорідного поля в плоскому конденсаторі дорівнює $E = U/d$, а його ємність – $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$. Тому

$$W_e = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V,$$

де $V = Sd$ – об'єм простору між обкладками, зайнятий електричним полем. Із цього співвідношення випливає, що фізична величина, дорівнює

$$w_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2},$$

і є електричною (потенційною) енергією одиниці об'єму простору, у якому створено електричне поле. Її називають **об'ємною щільністю електричної енергії**.

Лекція 18

План лекції. Постійний електричний струм. Закони Ома. Послідовне й паралельне з'єднання провідників. Правила Кирхгофа.

У провідниках за певних умов може виникнути безперервний упорядкований рух вільних носіїв електричного заряду. Такий рух називається **електричним струмом**. За напрямом електричного струму прийнятий напрямок руху позитивних вільних зарядів. Для існування електричного струму в провіднику необхідно створити в ньому електричне поле.

Кількісною мірою електричного струму служить **сила струму** I – скалярна фізична величина, яка дорівнює відношенню заряду Δq , що переноситься через поперечний переріз провідника за інтервал часу Δt , до цього інтервалу часу:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Якщо сила струму і його напрям не змінюються з плином часу, то такий струм називається **постійним**.

Постійний електричний струм може бути створений тільки в **замкненому ланцюзі**, у якому вільні носії заряду циркулюють по замкнених траєкторіях. Тому для існування постійного струму необхідна наявність в електричній колі обладнання, здатного створювати й підтримувати різницю потенціалів на ділянках ланцюга за рахунок роботи сил **не електростатичного походження**. Такі прилади називаються **джерелами постійного струму**. Сили не електростатичного походження, що діють на вільні носії заряду з боку джерел струму, називаються **сторонніми силами**. Під дією сторонніх сил електричні заряди рухаються усередині джерела струму **проти** сил електростатичного поля, завдяки чому в замкненому ланцюзі може підтримуватися постійний електричний струм. При переміщенні електричних зарядів по ланцюгу постійного струму сторонні сили, що діють усередині джерел струму, виконують роботу.

Фізична величина, яка дорівнює відношенню роботи $A_{ст}$ сторонніх сил при переміщенні заряду q від негативного полюса джерела струму до позитивного до величини цього заряду, називається електрорухомою силою джерела (ЕРС):

$$EPC = \varepsilon = \frac{A_{ст}}{q}.$$

Сила струму I , що тече по однорідному металевому провідникові, пропорційна напрузі U на кінцях провідника:

$$I = \frac{1}{R}U \quad \text{или} \quad RI = U.$$

Величина R називається **електричним опором**. Дане співвідношення виражає **закон Ома для однорідної ділянки ланцюга**: сила струму в провіднику прямо пропорційна прикладеній напрузі й обернено пропорційна опору провідника.

Для ділянки ланцюга, що містить ЕРС, закон Ома записується в наступній формі:

$$IR = U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = \Delta\varphi_{12} + \mathcal{E}.$$

Це співвідношення прийнято називати **законом Ома для неоднорідної ділянки ланцюга**.

На рис. 45 зображений замкнений ланцюг постійного струму. Ділянка ланцюга (cd) є однорідною.

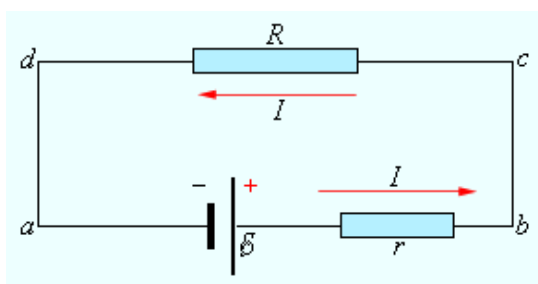


Рис. 45.

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}.$$

Опір r неоднорідної ділянки (ділянка ab) - **внутрішній опір джерела струму**.

Ця формула виражає **закон Ома для повного ланцюга**: сила струму в повному ланцюзі дорівнює електрорухомій силі джерела, поділеній на суму опорів однорідних й неоднорідних ділянок ланцюга.

При послідовному з'єднанні провідників (рис. 46) сила струму у всіх провідниках однакова.

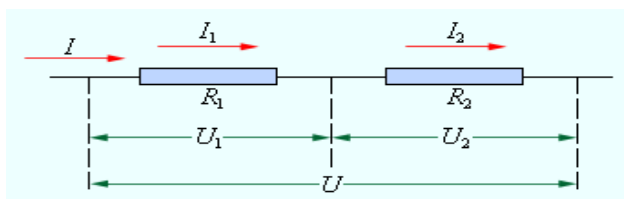


Рис.46.

Використавши закон Ома, одержимо

$$R = R_1 + R_2.$$

При послідовному з'єднанні повний опір ланцюга дорівнює сумі опорів окремих провідників.

При паралельному з'єднанні (рис. 47) напруги U_1 і U_2 на обох провідниках однакові:

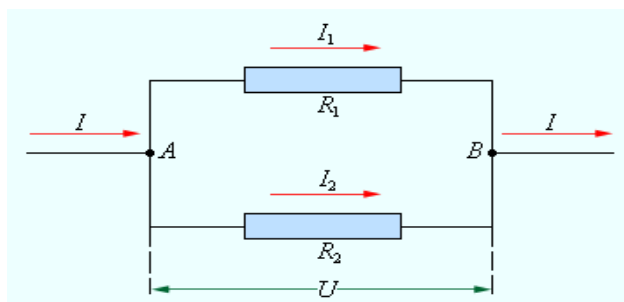


Рис.47.

На підставі закону Ома одержимо

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}.$$

При паралельному з'єднанні провідників величина, зворотна загальному опору ланцюга, дорівнює сумі величин, зворотних опорам паралельно включених провідників.

Лекція 19

План лекції. Розрахунки складних електричних ланцюгів. Правила Кирхгофа. Робота й потужність струму. Закон Джоуля – Ленца. Коефіцієнт корисної дії джерела струму.

У розгалужених ланцюгах виділяються **вузлові точки (вузли)**, у яких сходяться не менш трьох провідників. Струми, що втікають у вузол, прийнято вважати позитивними, що витікають із вузла – негативними.

Перше правило Кирхгофа (наслідок закону збереження заряду):

алгебраїчна сума сил струмів для кожного вузла в розгалуженому ланцюзі дорівнює нулю:

$$I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = 0.$$

На різних ділянках виділеного контуру можуть протікати різні струми. На рис. 48 представлений простий приклад розгалуженого ланцюга. Ланцюг містить два вузли *a* і *d*, у яких сходяться однакові струми, тому тільки один з вузлів є незалежним (*a* або *d*).

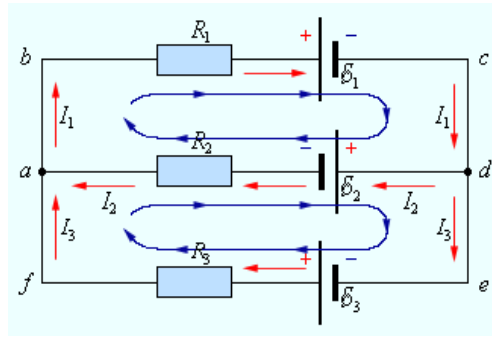


Рис. 48

У ланцюзі можна виділити три контури $abcd$, ade і $abcde$. З них тільки два є незалежними (наприклад, $abcd$ і ade), тому що третій не містить ніяких нових ділянок.

Друге правило Кирхгофа (наслідок закону Ома для неоднорідної ділянки ланцюга): **алгебраїчна сума добутків опору кожної з ділянок будь-якого замкненого контуру розгалуженого ланцюга постійного струму, поділена на силу струму на цій ділянці, дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС уздовж цього контуру.**

$$-I_1 + I_2 + I_3 = 0,$$

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2,$$

$$-I_2 R_2 + I_3 R_3 = \varepsilon_2 + \varepsilon_3.$$

Таким чином, правила Кирхгофа зводять розрахунки розгалуженого електричного ланцюга до розв'язування системи лінійних алгебраїчних рівнянь.

При протіканні струму по однорідній ділянці ланцюга електричне поле виконує роботу. За час Δt по ланцюгу протікає заряд $\Delta q = I \Delta t$. Електричне поле на виділеній ділянці здійснює роботу

$$\Delta A = (\varphi_1 - \varphi_2) \Delta q = \Delta \varphi_{12} I \Delta t = UI \Delta t,$$

де $U = \Delta \varphi_{12}$ – напруга. Цю роботу називають **роботою електричного струму**.

Якщо обидві частини формули для закону Ома помножити на $I \Delta t$, то одержимо співвідношення

$$RI^2 \Delta t = UI \Delta t = \Delta A.$$

Це співвідношення виражає закон збереження енергії для однорідної ділянки ланцюга.

Робота ΔA електричного струму I , що протікає по нерухливому провідникові з опором R , перетвориться в тепло ΔQ , що виділяється на провіднику.

$$\Delta Q = \Delta A = R I^2 \Delta t.$$

Закон перетворення роботи струму в тепло має назву **закону Джоуля–Ленца**.

Потужність електричного струму дорівнює відношенню роботи струму ΔA до інтервалу часу Δt , за який ця робота була зроблена:

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}.$$

Повна потужність джерела, тобто робота, спричинена сторонніми силами за одиницю часу, дорівнює

$$P_{\text{ист}} = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r}.$$

У зовнішньому ланцюзі виділяється потужність

$$P = RI^2 = \mathcal{E}I - rI^2 = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R + r)^2}.$$

Відношення $\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}}$, що дорівнює

$$\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}} = 1 - \frac{r}{\mathcal{E}} I = \frac{R}{R + r},$$

називається **коефіцієнтом корисної дії джерела**.

Лекція 20

План лекції. Магнітне поле. Магнітна взаємодія струмів. Закон Біо-Савара. Сила Лоренца.

Сила, що діє на ділянку провідника, яка перебуває в магнітному полі, пропорційна силі струму I , довжині Δl цієї ділянки й синусу кута α між напрямками струму й вектора магнітної індукції:

$$F \sim I \Delta l \sin \alpha.$$

Ця сила називається **силою Ампера**.

Модуль вектора магнітної індукції дорівнює відношенню максимального значення сили Ампера, що діє на прямий провідник зі струмом, до сили струму I у провіднику і його довжині Δl :

$$B = \frac{F_{\text{max}}}{I \Delta l}.$$

У загальному випадку сила Ампера виражається співвідношенням

$$F = Ib \Delta l \sin \alpha.$$

Це співвідношення прийнято називати **законом Ампера**.

Взаємодія струмів спричиняється їхніми магнітними полями: магнітне поле одного струму діє силою Ампера на інший струм і навпаки.

Модуль сили, що діє на відрізок довжиною Δl кожного із провідників, прямо пропорційний силам струму I_1 і I_2 у провідниках й довжині відрізка Δl і обернено пропорційний відстані R між ними:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2 \Delta l}{R},$$

де μ_0 – магнітна постійна.

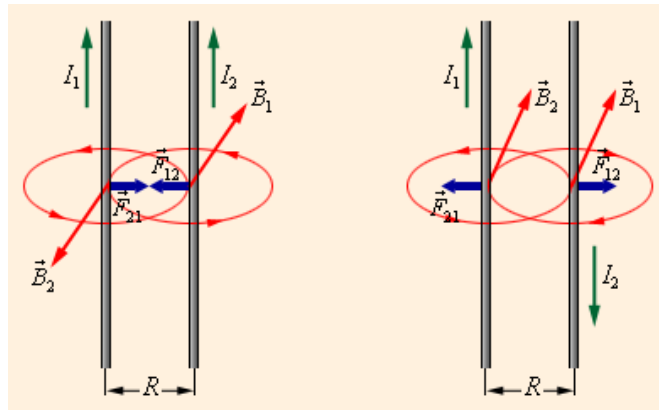


Рис. 49.

Індукцію \vec{B} провідника зі струмом можна представити як векторну суму елементарних індукцій $\Delta\vec{B}$, створюваних окремими ділянками провідника.

Закон Біо–Савара визначає магнітну індукцію \vec{B} результуючого магнітного поля, створювану малою ділянкою Δl провідника зі струмом I :

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

де r – відстань від даної ділянки Δl до точки спостереження; α – кут між напрямком на точку спостереження й напрямком струму на даній ділянці; μ_0 – магнітна постійна. Рис. 50 ілюструє закон Біо–Савара на прикладі магнітного поля прямолінійного провідника зі струмом. Якщо додати (проінтегрувати) внески в магнітне поле всіх окремих ділянок прямолінійного провідника зі струмом, то вийде формула для магнітної індукції поля прямого струму:

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{R}.$$

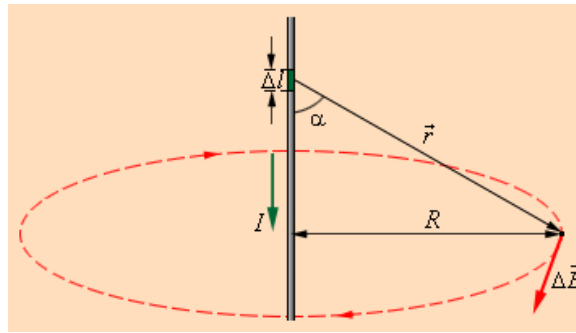


Рис. 50.

Сила Ампера, яка діє на відрізок провідника довжиною Δl із силою струму I , що перебуває в магнітнім полі B , може бути виражена через сили, що діють на окремі носії заряду.

Нехай концентрація носіїв вільного заряду в провіднику є n , а q – заряд носія. Вираження для сили Ампера з урахуванням концентрації зарядів, швидкості їх і площі поперечного переріза можна записати у вигляді

$$F = q n S \Delta l v_b \sin \alpha .$$

Ураховуючи, що повне число N носіїв вільного заряду в провіднику довжиною Δl і перетином S дорівнює $n S \Delta l$, сила, що діє на одну заряджену частку, буде дорівнювати

$$F_L = q v B \sin \alpha .$$

Цю силу називають **силою Лоренца**. Кут α у цьому виразі дорівнює куту між швидкістю \vec{v} й вектором магнітної індукції \vec{B} . Напрямок сили Лоренца, що діє на позитивно заряджену частку, так само, як і напрям сили Ампера, може бути знайдено за правилом лівої руки. Взаємне розташування векторів \vec{v} , \vec{B} і \vec{F}_L для позитивно зарядженої частки показано на рис. 51.

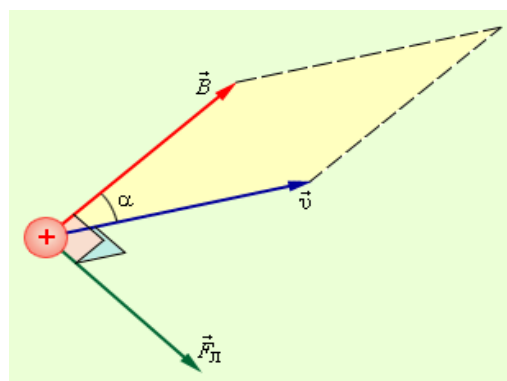


Рис. 51.

Лекція 21

План лекції. Електромагнітна індукція. Закони Фарадея. Самоіндукція. Енергія магнітного поля.

Явище електромагнітної індукції полягає у виникненні електричного струму в замкненому провідному контурі при зміні в часі магнітного потоку, що пронизує контур.

Магнітним потоком Φ через площу S контуру називають величину

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha,$$

де B – модуль вектора магнітної індукції; α – кут між вектором \vec{B} і нормаллю \vec{n} до площини контуру (рис.52).

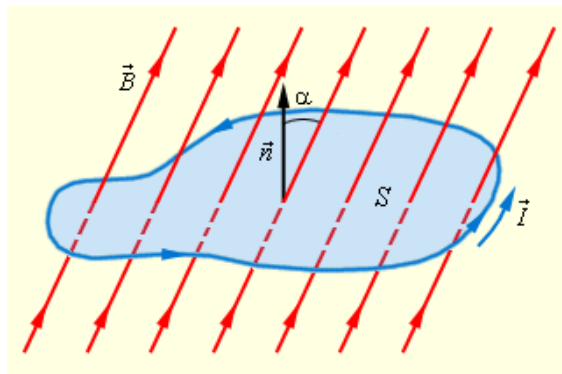


Рис.52.

При зміні магнітного потоку в провідному контурі виникає ЕРС індукції $\mathcal{E}_{\text{інд}}$, яка дорівнює швидкості зміни магнітного потоку через поверхню, обмежену контуром, узята зі знаком мінус:

$$\mathcal{E}_{\text{інд}} = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}.$$

Ця формула має назву **закону Фарадея**.

Індукційний струм, який виникає у замкненому контурі при зміні магнітного потоку, завжди спрямований так, що створюване ним магнітне поле перешкоджає зміні магнітного потоку, який викликає індукційний струм. Це твердження називається **правилом Ленца**.

Зміна магнітного потоку, що пронизує замкнений контур, може відбуватися за двома причинами.

1. Магнітний потік змінюється внаслідок переміщення контуру або його частин у постійному в часі магнітнім полі. Це випадок, коли провідники, а разом з ними й вільні носії заряду, рухаються в магнітному полі. Виникнення ЕРС індукції пояснюється дією сили Лоренца на вільні заряди в провідниках, що рухаються. Сила Лоренца відіграє в цьому випадку роль сторонньої сили.

2. Друга причина зміни магнітного потоку, що пронизує контур, – зміна в часі магнітного поля при нерухливому контурі. Електрони в нерухливому провіднику можуть приводитися в рух тільки електричним полем. Це електричне поле породжується мінливим у часі магнітним полем. Робота цього поля при переміщенні одиничного позитивного заряду по замкненому контуру дорівнює ЕРС індукції в нерухливому провіднику.

Явище електромагнітної індукції в нерухливих провідниках, яке виникає при зміні навколишнього магнітного поля, також описується формулою Фарадея. Таким чином, явища індукції в нерухливих провідниках, та провідниках, що рухаються, протікають однаково, але фізична причина виникнення індукційного струму виявляється в цих двох випадках різною: у випадку провідників, що рухаються, ЕРС індукції обумовлена силою Лоренца; у випадку нерухливих провідників ЕРС індукції є наслідком дії на вільні заряди вихрового електричного поля, що виникає при зміні магнітного поля.

Самоіндукція є важливим окремим випадком електромагнітної індукції, коли магнітний потік, що змінюється і викликає ЕРС індукції, створюється струмом у самому контурі. Якщо струм у розглянутому контурі з будь-яких причин змінюється, то змінюється і магнітне поле цього струму, а, отже, і власний магнітний потік, що пронизує контур. У контурі виникає ЕРС самоіндукції, яка згідно із правилом Ленца перешкоджає зміні струму в контурі.

Власний магнітний потік Φ , що пронизує контур або котушку зі струмом, пропорційний силі струму I :

$$\Phi = LI.$$

Коефіцієнт пропорційності L у цій формулі називається **коефіцієнтом самоіндукції** або **індуктивністю**.

ЕРС самоіндукції, що виникає в котушці з постійним значенням індуктивності, дорівнює

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \mathcal{E}_I = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Магнітне поле має енергію. Енергія W_m магнітного поля котушки (соленоїда) з індуктивністю L , створюваного струмом I , дорівнює

$$W_m = \frac{\Phi I}{2} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}.$$

Використовуючи наведені вище формули для коефіцієнта самоіндукції соленоїда та для магнітного поля B , створюваного струмом I , можна одержати

$$W_m = \frac{\mu_0 \mu n^2 I^2}{2} V = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} V,$$

де V – об'єм соленоїда.

Фізична величина

$$w_m = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu},$$

дорівнює енергії магнітного поля в одиниці об'єму, й називається об'ємною щільністю магнітної енергії.

Лекція 22

План лекції. Магнітне поле в речовині. Магнітна проникність. Феромагнетики.

Усі речовини в більшій або меншій мірі мають магнітні властивості. Якщо два провідники зі струмами помістити в яке-небудь середовище, то сила магнітної взаємодії між струмами змінюється.

Фізична величина, що показує, у скільки раз індукція \vec{B} магнітного поля в одноріднім середовищі відрізняється по модулю від індукції \vec{B}_0 магнітного поля у вакуумі, називається **магнітною проникністю**:

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

Слабомагнітні речовини поділяють на дві великі групи – парамагнетики і діамагнетики. Вони відрізняються тим, що при внесенні в зовнішнє магнітне поле парамагнітні зразки намагнічуються так, що їх власне магнітне поле виявляється спрямованим по зовнішньому полю, а діамагнітні зразки намагнічуються проти зовнішнього поля. Тому в парамагнетиків $\mu > 1$, а у діамагнетиків $\mu < 1$. Відмінність μ від одиниці в пара- і діамагнетиків надзвичайно мало. Зразки з пара- і діамагнетика, розміщені в неоднорідному магнітному полі між полюсами електромагніту, поведуться по-різному – парамагнетики втягуються в зону сильного поля, діамагнетики – виштовхуються (рис. 53).

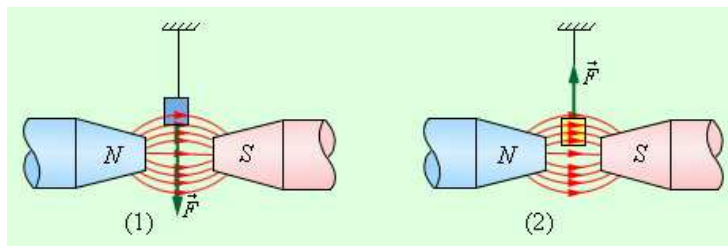


Рис.53.

Речовини, здатні сильно намагнічуватися в магнітнім полі, називаються **феромагнетиками**. Магнітна проникність феромагнетиків за порядком величини лежить у межах 10^2 – 10^5 . Для кожного феромагнетика існує певна температура (так звана температура або точка Кюрі), вище якої феромагнітні властивості зникають, і речовина стає парамагнетиком.

Феромагнітні матеріали поділяються на дві великі групи – на магнітом'які й магнітотверді матеріали. Магнітом'які феромагнітні матеріали майже повністю розмагнічуються, коли зовнішнє магнітне поле стає рівним нулю. Магнітотверді матеріали значною мірою зберігають свою намагніченість і після видалення їх з магнітного поля.

Магнітна проникність μ феромагнетиків не є постійною величиною; вона сильно залежить від індукції B_0 зовнішнього поля. Мінливість магнітної

проникності приводить до складної нелінійної залежності індукції B магнітного поля у феромагнетиці від індукції B_0 зовнішнього магнітного поля. Характерною рисою процесу намагнічування феромагнетиків є **гістерезис**. Крива намагнічування $B(B_0)$ феромагнітного зразка являє собою петлю складної форми, яка називається петлею гістерезису (рис. 54).

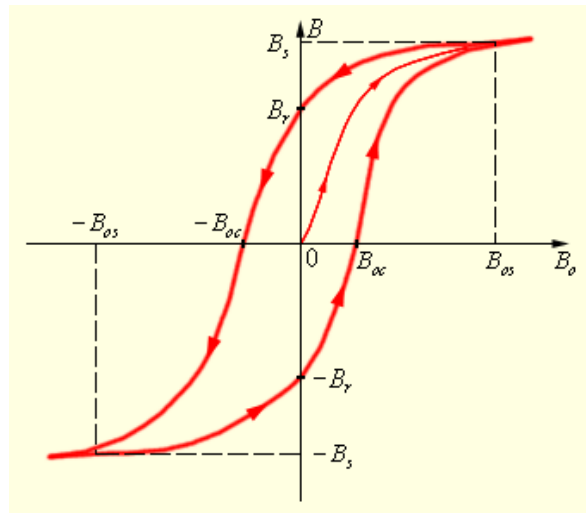


Рис.54.

На рис. 54 видно, що при $|B_0| > B_{0s}$ настає магнітне насичення – намагніченість зразка досягає максимального значення.

Якщо тепер зменшувати магнітну індукцію B_0 зовнішнього поля й довести її знову до нульового значення, феромагнетик збереже залишкову намагніченість – поле усередині зразка буде дорівнювати B_r .

Для того, щоб повністю розмагнітити зразок, необхідно, змінивши знак зовнішнього поля, довести магнітну індукцію B_0 до значення $-B_{0c}$, яке прийнято називати коерцитивною силою. Далі процес перемагнічування може бути продовжений, як це зазначено стрілками на рис.54.

У магнітотвердих матеріалів значення коерцитивної сили B_{0c} невелике – петля гістерезису таких матеріалів досить вузька. Матеріали з більшим значенням коерцитивної сили, тобто, що мають широкую петлю гістерезису, відносяться до магнітожорстких.

Усередині кристала феромагнетика виникають мимовільно намагнічені області розміром порядку 10^{-2} – 10^{-4} см. Ці області називаються доменами. Кожний домен являє собою невеликий постійний магніт.

За відсутності зовнішнього магнітного поля напрямки векторів індукції магнітних полів у різних доменах орієнтовані у великому кристалі хаотично. Такий кристал у середньому виявляється ненамагніченим. При накладенні зовнішнього магнітного поля \vec{B}_0 відбувається зсув границь доменів таким чином, що об'єм доменів, орієнтованих по зовнішньому полю, збільшується. Зі збільшенням індукції зовнішнього поля зростає магнітна індукція намагніченої речовини. У дуже сильному зовнішньому полі домени, у яких власне магнітне

поле співпадає за напрямом із зовнішнім полем, поглинають усі інші домени, і настає магнітне насичення. Рис. 55 може служити якісною ілюстрацією процесу намагнічування феромагнітного зразка.

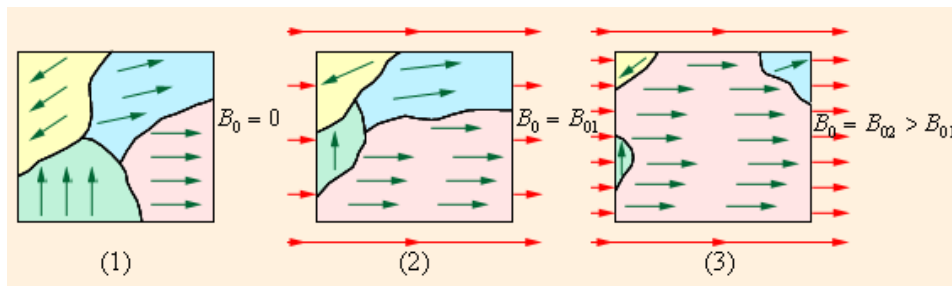


Рис.55.

Лекція 23

План лекції. Коливання й хвилі. Гармонійні коливання. Власні й змушені коливання. Резонанс.

Процеси, які повторюються через однакові проміжки часу, називаються коливальними. Коливальні явища різної фізичної природи підпорядковуються загальним закономірностям. Наприклад, коливання струму в електричному колі й коливання математичного маятника можуть описуватися однаковими рівняннями.

Хвильовий процес – процес поширення коливання в просторі.

Механічними коливаннями називаються періодичні (або майже періодичні) зміни фізичної величини, що описує механічний рух (швидкість, переміщення, кінетична й потенційна енергії й т.п.).

Закон руху тіла, що здійснює коливання, задається за допомогою деякої періодичної функції часу $x = f(t)$.

Прикладами простих коливальних систем можуть бути вантаж на пружині або математичний маятник (рис. 56).

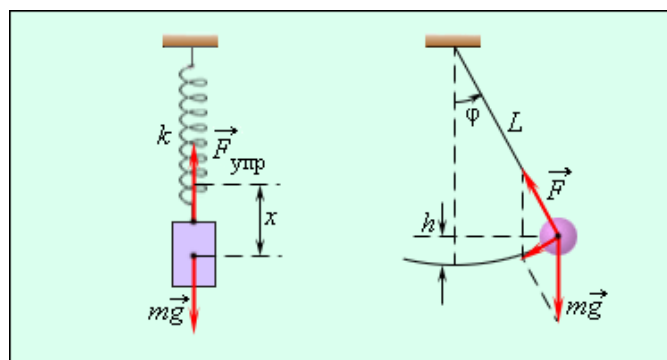


Рис.56.

Найпростішим видом коливального процесу є прості **гармонійні коливання**, які описуються рівнянням

$$x = x_m \cos(\omega t + \varphi_0),$$

де x – зсув тіла від положення рівноваги; x_m – амплітуда коливань, тобто максимальний зсув від положення рівноваги, ω – циклічна або кругова частота коливань; t – час. Величина, що стоїть під знаком косинуса $\varphi = \omega t + \varphi_0$ називається фазою гармонійного процесу. При $t = 0$ $\varphi = \varphi_0$, тому φ_0 називають початковою фазою. Мінімальний інтервал часу, через який відбувається повторення руху тіла, називається періодом коливань T . Фізична величина, зворотна періоду коливань, називається частотою коливань.

Вільні коливання відбуваються під дією внутрішніх сил системи після того, як система була виведена з положення рівноваги.

Для того, щоб вільні коливання відбувалися за гармонійним законом, необхідно, щоб сила, яка прагне повернути тіло в положення рівноваги, була пропорційна зсуву тіла з положення рівноваги й спрямована убік, протилежну зсуву

$$F(t) = ma(t) = -m\omega^2 x(t).$$

Тут ω – кругова частота гармонійних коливань.

Сили будь-якої іншої фізичної природи, що задовольняють цій умові, називаються квазіпружними.

Кругову частоту ω_0 вільних коливань вантажу на пружині можна розрахувати із другого закону Ньютона:

$$ma = -kx = m\omega_0^2 x.$$

Звідки

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Частота ω_0 називається власною частотою коливальної системи.

Період T гармонійних коливань дорівнює

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

У реальних умовах будь-яка коливальна система перебуває під впливом сил тертя (опору). При цьому частина механічної енергії перетворюється у внутрішню енергію теплового руху атомів і молекул, і коливання стають загасаючими (рис. 57).

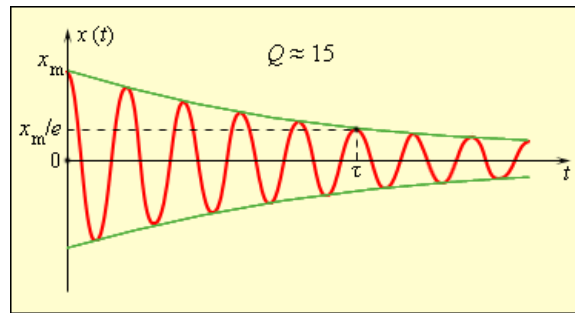


Рис.57.

Швидкість загасання коливань залежить від величини сил тертя.

Інтервал часу τ , протягом якого амплітуда коливань зменшується в $e \approx 2,7$ разів, називається часом загасання.

Коливання, що відбуваються під впливом зовнішньої періодичної сили, називаються **змушеними**.

Періодична зовнішня сила може змінюватися в часі за різними законами. Особливий інтерес представляє випадок, коли зовнішня сила, яка змінюється за гармонійним законом із частотою ω , впливає на коливальну систему, здатну здійснювати власні коливання на деякій частоті ω_0 .

Рівняння руху тіла масою m приймає вигляд:

$$ma = -k(x - y) = -kx + ky_m \cos \omega t .$$

У цьому рівнянні сила, що діє на тіло, представлена у вигляді двох доданків. Перший доданок у правій частині – це пружна сила, яка прагне повернути тіло в положення рівноваги ($x = 0$). Другий доданок – зовнішній періодичний вплив на тіло. Цей доданок і називають силою, що **змушує**.

Якщо частота ω зовнішньої сили наближається до власної частоти ω_0 , виникає різке зростання амплітуди змущених коливань. Це явище називається **резонансом**. Залежність амплітуди x_m змущених коливань від частоти ω сили, що змушує, називається резонансною кривою (рис. 58).

Явище резонансу може бути причиною руйнування мостів, будинків і інших споруд, якщо власні частоти їх коливань збігаються із частотою періодично діючої сили, що виникла, наприклад, через обертання незбалансованого мотора.

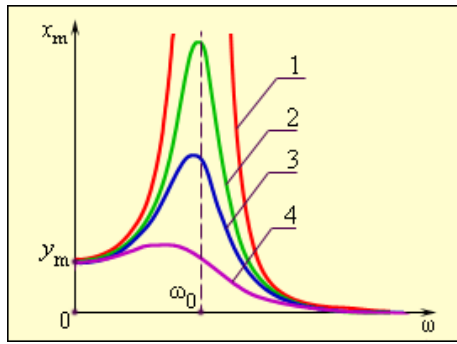


Рис.58.

Лекція 24

План лекції. Хвильова оптика. Інтерференція. Дифракція. Поляризація.

Хвильова теорія розглядає поширення світла як хвильовий процес.

В основу хвильової теорії покладено принцип Гюйгенса, згідно з яким кожна точка, до якої доходить хвиля, стає центром вторинних хвиль. Під хвильовим фронтом Гюйгенс розумів геометричне місце точок, до яких одночасно доходить хвильове збурювання. Рис. 59 дає уявлення про побудови Гюйгенса для визначення напрямку поширення хвилі, заломленої на межі двох прозорих середовищ.

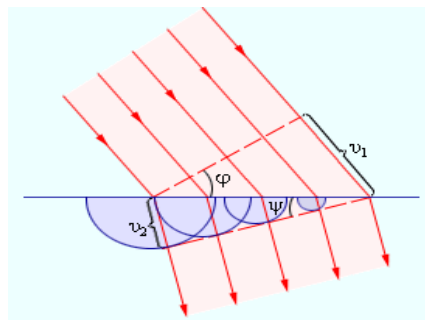


Рис.59.

Для випадку заломлення світла на межі вакуум-середовище хвильова теорія приводить до наступного висновку:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n.$$

Інтерференція – одне з яскравих проявів хвильової природи світла, явище накладення двох або декілька світлових пучків, різниця фаз яких не змінюється у часі. Такі джерела (хвилі) називаються когерентними. Інтенсивність світла в області перекривання пучків має характер чергування світлих і темних смуг.

У досліді Юнга світло від джерела, яким виступала вузька щілина S , падав на екран із двома близько розташованими щілинами S_1 і S_2 (рис.60). Проходячи через кожен із щілин, світловий пучок розширювався внаслідок дифракції, тому на екрані \mathcal{E} світлові пучки, що пройшли через щілини S_1 і S_2 , перекривалися. У зоні перекриття світлових пучків спостерігалася інтерференційна картина у вигляді світлих і темних смуг, що чергуються.

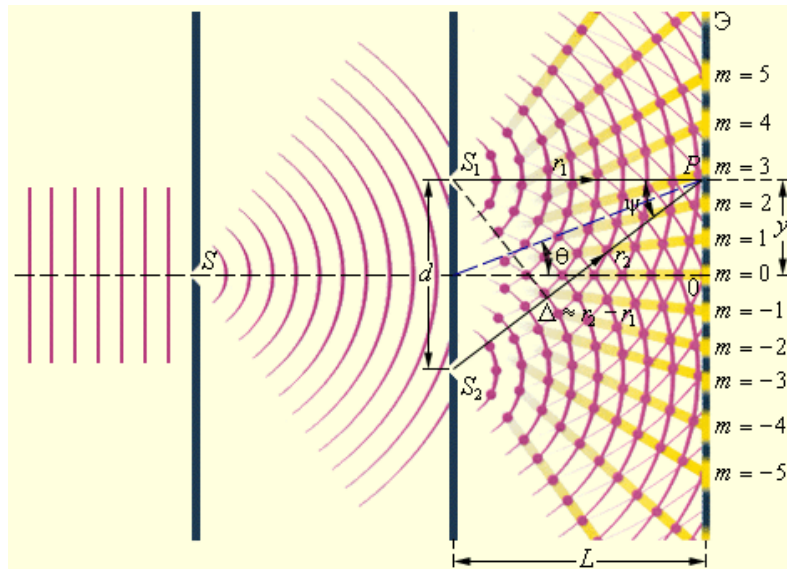


Рис. 60.

Дифракцією світла називається явище відхилення світла від прямолінійного напрямку поширення при проходженні поблизу перешкод, при цьому світло може заходити в область геометричної тіні. Найпростіша дифракційна решітка складається із прозорих ділянок (щілин), розділених непрозорими проміжками. На решітку направляється паралельний пучок досліджуваного світла (рис.61).

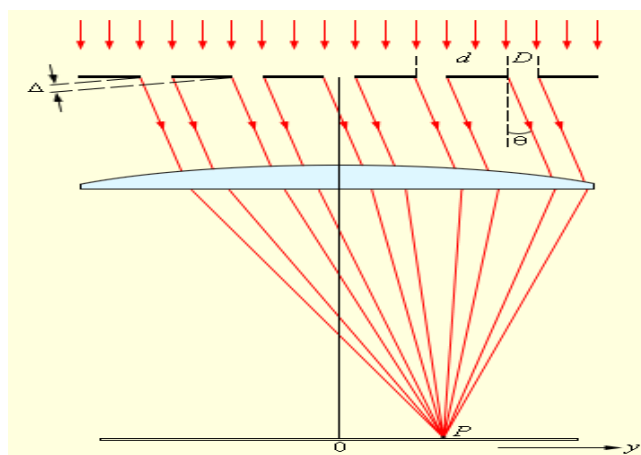


Рис. 61.

Коливання в точці P є результатом інтерференції вторинних хвиль, які приходять у цю точку від різних щілин. Для того, щоб у точці P спостерігався

інтерференційний максимум, різниця ходу Δ між хвилями, випромінюваними сусідніми щілинами, має дорівнювати цілому числу довжин хвиль

$$d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

Поляризація – явище, при якому коливання світлового вектора відбуваються тільки в одному напрямку, перпендикулярному напрямку поширення. Природне світло не поляризоване.

У дослідах Малюса світло послідовно пропускалося через дві однакові пластинки з турмаліну (прозора кристалічна речовина зеленуватого кольору). Перша пластинка є поляризатором, друга – аналізатором. Пластинки можна було повертати одну відносно другої на кут φ (рис. 62).

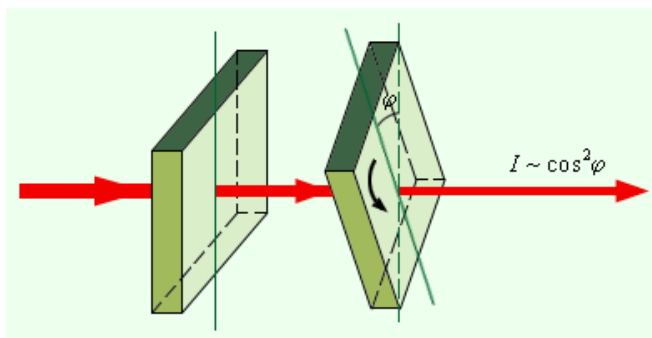


Рис. 62.

Інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, виявилася прямо пропорційною $\cos^2 \varphi$:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

де I_0 – інтенсивність поляризованого світла (закон Малюса).

Розглянемо проходження природного світла послідовно через два ідеальні поляроїда Π_1 і Π_2 (рис. 63), дозволени напрямки яких повернені один до одного на деякий кут φ . Перший поляроїд відіграє роль поляризатора. Він перетворює природне світло в лінійно поляризоване. Другий поляроїд служить для аналізу падаючого на нього світла.

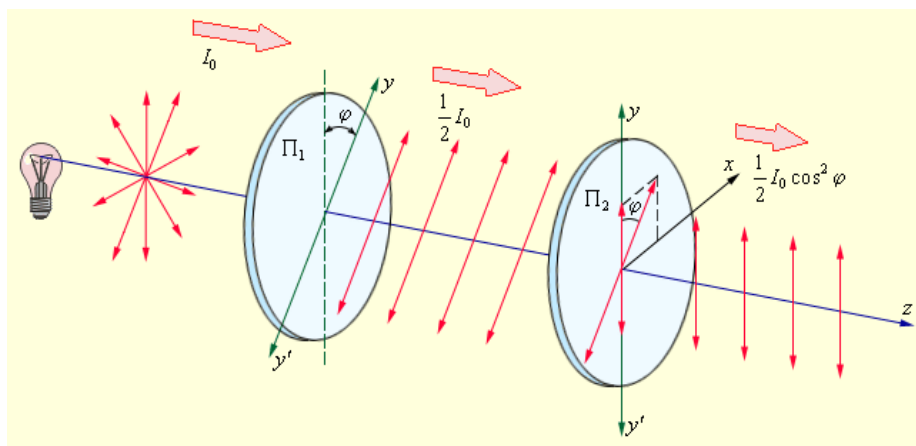


Рис. 63.

Хвиля, пропущена другим поляроїдом, буде мати амплітуду $E = E_0 \cos \varphi$.

Отже, інтенсивність I лінійно поляризованої хвилі на виході другого поляроїда буде дорівнювати

$$I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi.$$

Лекція 25

План лекції. Теплове випромінювання. Закони теплового випромінювання. Фотоефект. Рівняння Ейнштейна для фотоефекта.

Світло, що випромінюється джерелом, несе із собою енергію. У тих випадках, коли необхідна енергія надається нагріванням, тобто підведенням тепла, випромінювання називається **тепловим**. Цей вид випромінювання особливо цікавий тому, що на відміну від усіх інших видів люмінесценції, теплове випромінювання може перебувати в стані термодинамічної рівноваги з нагрітими тілами.

Якщо в замкнену порожнину із дзеркально відбиваючими стінками помістити кілька тіл, нагрітих до різної температури, то, як показує досвід, така система з плином часу приходить у стан теплової рівноваги, при якому усі тіла набувають однакової температури. Тіла обмінюються енергією тільки шляхом випромінювання й поглинання променистої енергії. У стані рівноваги процеси випускання й поглинання енергії кожним тілом у середньому компенсують одне одного, у просторі між тілами щільність енергії випромінювання досягає певного значення, яке залежить тільки від температури тіл, що встановилася. Це випромінювання, що перебуває в термодинамічній рівновазі з тілами, які мають певну температуру, називається **рівноважним** або **чорним випромінюванням**. Щільність енергії рівноважного випромінювання і його спектральний склад залежать тільки від температури.

Нехай одне з тіл у порожнині має властивість поглинати всю падаючу на його поверхню променисту енергію будь-якого спектрального складу. Таке тіло називають **абсолютно чорним**. При заданій температурі власне теплове випромінювання абсолютно чорного тіла, яке перебуває в стані теплової рівноваги з випромінюванням, повинне мати такий же спектральний склад, як і рівноважне випромінювання, що оточує це тіло. В іншому випадку рівновага між абсолютно чорним тілом випромінюванням, що його оточує, не могло б установитися. Для встановлення рівноваги в порожнині необхідно, щоб кожне тіло випускало рівно стільки променистої енергії, скільки воно поглинає. Звідси випливає, що при заданій температурі абсолютно чорне тіло випускає з поверхні одиничної площі в одиницю часу більше променистої енергії, ніж будь-яке інше тіло.

Гарною моделлю абсолютно чорного тіла є невеликий отвір у замкненій порожнині. Світло, що падає через отвір усередину порожнини, після численних відбиттів буде практично повністю поглинене стінками й зовні отвір буде видаватися зовсім чорним. Але якщо порожнина нагріта до певної температури T і усередині встановилася теплова рівновага, то власне випромінювання порожнини, що виходить через отвір, буде випромінюванням абсолютно чорного тіла.

Зі збільшенням температури усередині порожнини буде зростати енергія випромінювання, що виходить з отвору, і змінюватися його спектральний склад.

Розподіл енергії по довжинах хвиль у випромінюванні абсолютно чорного тіла при заданій температурі T характеризується **випромінювальною здатністю** $r(\lambda, T)$, що дорівнює потужності випромінювання з одиниці поверхні тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль. Добуток $r(\lambda, T) \Delta\lambda$ дорівнює потужності випромінювання, яке випускається одиничною ділянкою поверхні в усіх напрямках в інтервалі $\Delta\lambda$ довжин хвиль. Аналогічно можна ввести розподіл енергії за частотами $r(\nu, T)$. Функцію $r(\lambda, T)$ (або $r(\nu, T)$) часто називають спектральною світністю, а повний потік $R(T)$ випромінювання всіх довжин хвиль, що дорівнює

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu,$$

називають **інтегральною світністю** тіла.

Інтегральна світність $R(T)$ абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому ступеню абсолютної температури T :

$$R(T) = \sigma T^4.$$

Цей закон одержав назву **закону Стефана–Больцмана**, де $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Зі збільшенням температури максимум зміщується в зону коротких довжин хвиль, причому добуток температури T на довжину хвилі λ_m , що відповідає максимуму, залишається постійним

$$\lambda_m T = b \quad \text{або} \quad \lambda_m = b / T.$$

Закон зсуву Вина: довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум енергії випромінювання абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна абсолютній температурі T . Значення постійної Вина:

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Процеси випромінювання й поглинання електромагнітної енергії нагрітим тілом відбуваються не безупинно, як це приймала класична фізика, а кінцевими порціями – квантами. Квант – це мінімальна порція енергії, що випромінюється або поглинається тілом. За теорією Планка, енергія кванта E прямо пропорційна частоті світла:

$$E = h\nu,$$

$$\text{де } h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с.} - \text{постійна Планка.}$$

На підставі гіпотези про переривчастий характер процесів випромінювання й поглинання тілами електромагнітного випромінювання Планк одержав формулу

для спектральної світності абсолютно чорного тіла. Формулу Планка зручно записувати у формі, що виражає розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла по частотах ν , а не по довжинах хвиль λ :

$$r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

де c – швидкість світла; h – постійна Планка; k – постійна Больцмана; T – абсолютна температура.

Фотоелектричний ефект полягає у вириванні електронів з речовини під дією світла, що на нього падає.

Схема експериментального приладу для дослідження фотоефекта зображена на рис. 64.

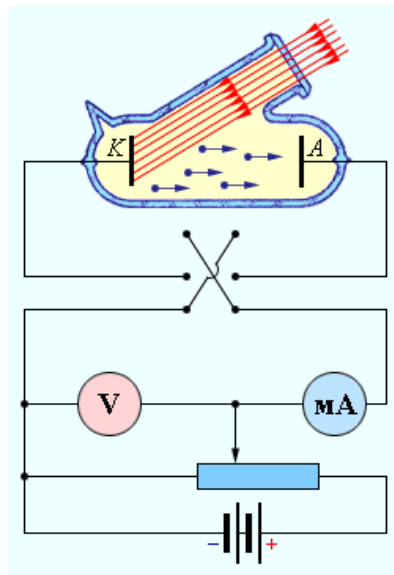


Рис. 64.

В експериментах використовували скляний вакуумний балон із двома металевими електродами, поверхня яких була ретельно очищена. До електродів прикладали деяку напругу U , полярність якої можна було змінювати за допомогою подвійного ключа. Один з електродів (катод К) через кварцове віконце освітлювався монохроматичним світлом деякої довжини хвилі λ . При незмінному світловому потоці досліджували залежність сили фотоструму I від прикладеного напруги. На рис. 65 зображені типові криві такої залежності, отримані при двох значеннях інтенсивності світлового потоку, що падає на катод.

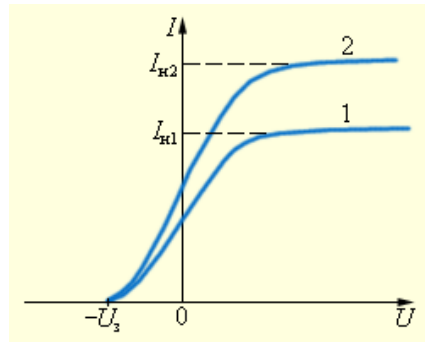


Рис. 65.

Криві показують, що при досить великих позитивних напругах на аноді А фотострум досягає насичення, тому що всі електрони, вирвані світлом з катода, досягають анода. Ретельні виміри показали, що струм насичення I_n прямо пропорційний інтенсивності падаючого світла. Коли напруга на аноді негативна, електричне поле між катодом і анодом гальмує електрони. Анода можуть досягти тільки ті електрони, кінетична енергія яких перевищує $|eU|$. Якщо напруга на аноді менше, ніж $-U_3$, фотострум припиняється. Вимірюючи U_3 , можна визначити максимальну кінетичну енергію фотоелектронів:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = eU_3.$$

Основні закономірності фотоефекта:

1. Максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно зростає зі збільшенням частоти світла ν і не залежить від його інтенсивності.
2. Для кожної речовини існує так звана червона межа фотоефекта, тобто найменша частота ν_{\min} , при якій ще можливий зовнішній фотоефект.
3. Число фотоелектронів, що вириваються світлом з катода за 1 с, прямо пропорційно інтенсивності світла.
4. Фотоефект практично безінерційний, фотострум виникає миттєво після початку освітлення катода за умови, що частота світла $\nu > \nu_{\min}$.

Світло випромінюється й поглинається певними порціями, причому енергія кожної такої порції визначається формулою

$$E = h\nu,$$

де h – постійна Планка. **Світло** має переривчасту (дискретну) структуру. Електромагнітна хвиля складається з окремих порцій – квантів, згодом названих **фотонами**. При взаємодії з речовиною фотон цілком передає всю свою енергію $h\nu$ одному електрону. Частина цієї енергії електрон може розсіяти при зіткненнях з атомами речовини. Крім того, частина енергії електрона витрачається на подолання потенційного бар'єра на межі метал–вакуум. Для цього електрон має здійснити роботу виходу A , яка залежить від властивостей

матеріалу катода. Найбільша кінетична енергія, яку може мати фотоелектрон, що вилетів з катода, визначається законом збереження енергії:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_z = h\nu - A.$$

Цю формулу прийнято називати **рівнянням Ейнштейна для фотоефекта**.

Закони фотоефекта свідчать, що світло при випромінюванні й поглинанні поводить себе подібно потоку часток, які одержали назву фотонів або світлових квантів.

Лекція 26

План лекції. Фізика атома й атомного ядра. Дослід Резерфорда. Ядерна модель атома. Квантові постулати Бора. Склад атомних ядер. Енергія зв'язку ядра. Ядерні реакції.

Атоми речовини мають складну внутрішню будову. Вони являють собою електронейтральні системи, причому носіями негативного заряду атомів є легкі електрони, маса яких становить лише малу частку маси атомів. Основна частина маси атомів пов'язана з позитивним зарядом.

Резерфорд запропонував застосувати зондування атома за допомогою α -частинок, які виникають при радіоактивному розпаді радію. Маса α -частинок приблизно в 7300 разів більша за масу електрона, а позитивний заряд дорівнює подвоєному елементарному заряду. У своїх дослідях Резерфорд використовував α -частки з кінетичною енергією близько 5 МэВ (швидкість таких частинок дуже велика – близько 107 м/с, але все-таки є значно меншою за швидкість світла). α -частки – це повністю іонізовані атоми гелію. Цими частками Резерфорд бомбардував атоми важких елементів (золото, срібло, мідь і ін.). Електрони, що входять до складу атомів, внаслідок малої маси не можуть помітно змінити траєкторію α -частки. Розсіювання, тобто зміну напрямку руху α -частинок, може викликати тільки важка позитивно заряджена частина атома. Схема досліду Резерфорда представлена на рис. 66.

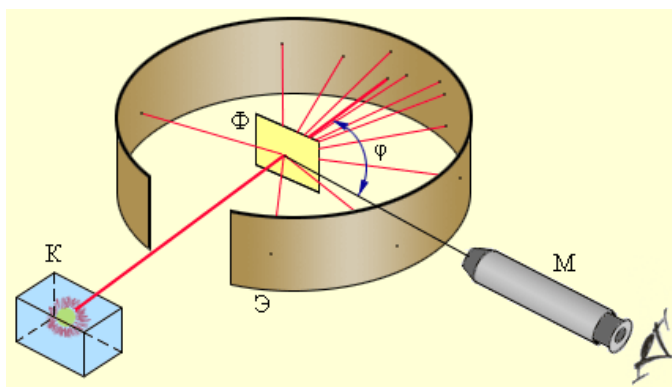


Рис. 66.

Від радіоактивного джерела, розміщеного у свинцевому контейнері, α -частки спрямовувалися на тонку металеву фольгу. Розсіяні частки потрапляли на екран, вкритий шаром кристалів сульфіді цинку, що здатні світитися під ударами швидких заряджених часток. Сцинтиляції (спалахи) на екрані спостерігалися оком за допомогою мікроскопа. Спостереження розсіяних α -часток у досліді Резерфорда можна було проводити під різними кутами ϕ до первісного напрямку пучка. Було виявлено, що більшість α -часток проходить через тонкий шар металу, практично не відхиляючись. Однак невелика кількість часток відхиляється на значні кути, що перевищують 30° . Дуже рідкі α -частки (приблизно одна на десять тисяч) зазнавали відхилення на кути, близькі до 180° .

Цей результат був зовсім несподіваним навіть для Резерфорда. Його уявлення різко суперечили моделі атома Томсона, відповідно до якої позитивний заряд розподілений по всьому об'єму атома. При такому розподілі позитивний заряд не може створити сильне електричне поле, здатне відкинути α -частки назад. Електричне поле однорідно зарядженої кулі є максимальним на його поверхні й зменшується до нуля при наближенні до центру кулі. Якби радіус кулі, у якій зосереджений увесь позитивний заряд атома, зменшився в n разів, то максимальна сила відштовхування, що діє на α -частку, за законом Кулона зросла б в n^2 разів. Отже, при досить великому значенні n α -частки могли б зазнавати розсіювання на більші кути, аж до 180° . Ці міркування привели Резерфорда до висновку, що атом майже порожній і весь його позитивний заряд зосереджений у малому об'ємі. Цю частину атома Резерфорд назвав атомним ядром. Так виникла ядерна модель атома. Рис. 67 ілюструє розсіювання α -частки в атомі Томсона (рис. 67-а) і в атомі Резерфорда (рис. 67-б).

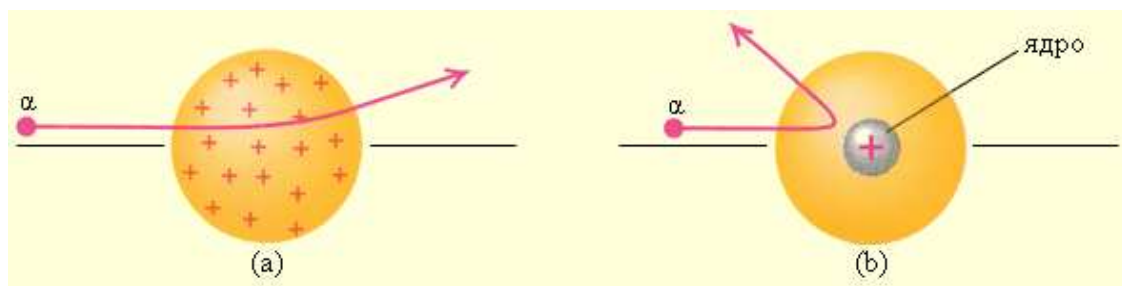


Рис. 67.

Таким чином, дослід Резерфорда привели до висновку, що в центрі атома перебуває щільне позитивно заряджене ядро, діаметр якого не перевищує 10^{-14} – 10^{-15} м. Це ядро займає тільки 10^{-12} частину повного об'єму атома, але містить увесь позитивний заряд і не менш 99,95 % його маси. Речовині, що становить ядро атома, слід було приписати колосальну щільність порядку $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра мав дорівнювати сумарному заряду всіх електронів, що входять до складу атома. Згодом встановили, що якщо заряд електрона прийняти за одиницю, то заряд ядра в точності дорівнює номеру даного елемента в таблиці Менделєєва.

Опираючись на класичні уявлення про рух мікрочастинок, Резерфорд запропонував планетарну модель атома. Згідно цієї моделі, у центрі атома розташоване позитивно заряджене ядро, у якому зосереджена майже вся маса

атома. Атом у цілому нейтральний. Навколо ядра, подібно планетам, під дією кулонівських сил з боку ядра обертаються електрони (рис. 68). Перебувати в стані спокою електрони не можуть, тому що вони впали б на ядро.

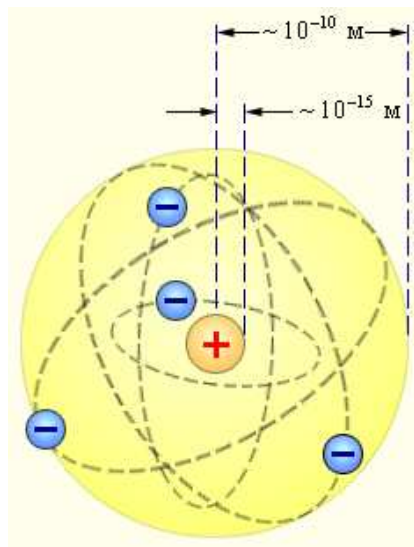


Рис. 68.

Наступний крок у розвитку уявлень про устрій атома зробив видатний датський фізик Н. Бор. Він сформулював постулати, яким повинна задовольняти нова теорія про будову атомів.

Перший постулат Бору (постулат стаціонарних станів) говорить: атомна система може перебувати тільки в особливих стаціонарних або квантових станах, кожному з яких відповідає певна енергія E_n . У стаціонарних станах атом не випромінює.

Згідно з першим постулатом Бору, атом характеризується системою **енергетичних рівнів**, кожен з яких відповідає певному стаціонарному стану (рис. 69). Стан з енергією E_1 називається основним станом атома.

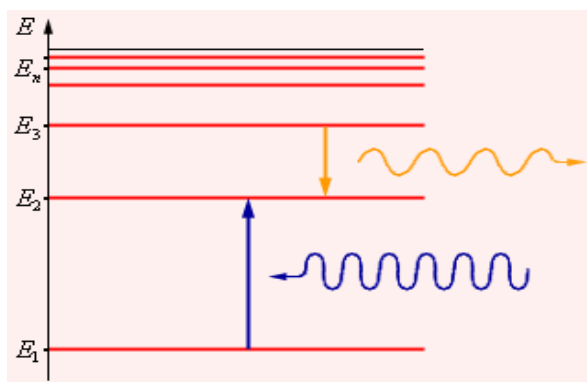


Рис. 69.

Другий постулат Бору (правило частот) формулюється в такий спосіб: **при переході атома з одного стаціонарного стану з енергією E_n в інший стаціонарний стан з енергією E_m випромінюється або поглинається квант, енергія якого дорівнює різниці енергій стаціонарних станів:**

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m,$$

де h – постійна Планка.

Атомні ядра різних елементів складаються із часток двох видів – **протонів** і **нейтронів**. Перша із цих часток являє собою атом водню, з якого вилучений єдиний електрон.

За сучасними вимірами, позитивний заряд протона в точності дорівнює елементарному заряду $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл, тобто рівний по модулю негативному заряду електрона. Маса протона дорівнює $m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27}$ кг.

Нейтрон – це елементарна частка. Маса нейтрона $m_n = 1,67493 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,008665 а. е. м.

Для характеристики атомних ядер уводиться ряд позначень. Число протонів, що входять до складу атомного ядра, позначають символом Z і називають зарядовим числом або атомним номером (це порядковий номер у періодичній таблиці Менделєєва). Заряд ядра дорівнює Ze , де e – елементарний заряд. Число нейтронів позначають символом N .

Загальне число нуклонів (тобто протонів і нейтронів) називають масовим числом A :

$$A = Z + N.$$

Ядра хімічних елементів позначають символом ${}_Z^A X$, де X – хімічний символ елемента, наприклад, ${}_1^1 H$ - водень.

Ядра того самого хімічного елемента можуть відрізнятися числом нейтронів. Такі ядра називаються ізотопами. У більшості хімічних елементів є кілька ізотопів. Наприклад, у водню їх три: звичайний водень, дейтерій і тритій.

Найважливішу роль у ядерній фізиці відіграє поняття **енергії зв'язку ядра**.

Енергія зв'язку ядра дорівнює мінімальній енергії, яку необхідно затратити для повного розщеплення ядра на окремі частки. Із закону збереження енергії випливає, що енергія зв'язку дорівнює енергії, яка виділяється при утворенні ядра з окремих часток.

Енергію зв'язку будь-якого ядра можна визначити за допомогою точного виміру його маси. Ці виміри показують, що **маса будь-якого ядра $M_{\text{я}}$ завжди є меншою, ніж сума мас протонів і нейтронів, які входять до його складу:**

$$M_{\text{я}} < Zm_p + Nm_n$$

Різниця мас

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}.$$

називається дефектом маси.

По дефекту маси за допомогою формули Ейнштейна $E = mc^2$ можна визначити енергію, яка виділилася при утворі даного ядра, тобто енергію зв'язку ядра $E_{\text{св}}$:

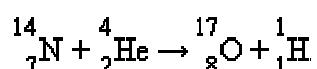
$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2 = (Zmp + Nmn - M_{\text{я}})c^2.$$

Ця енергія виділяється при утворенні ядра у вигляді випромінювання γ -квантів.

Ядерна реакція – це процес взаємодії атомного ядра з іншим ядром або елементарною часткою, що супроводжується зміною складу й структури ядра й виділенням вторинних часток або γ -квантів.

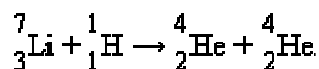
Внаслідок ядерних реакцій можуть утворюватися нові радіоактивні ізографи, яких немає на Землі в природних умовах.

Перша ядерна реакція була здійснена Е. Резерфордом у дослідях по виявленню протонів у продуктах розпаду ядер. Резерфорд бомбардував атоми азоту α -частками. При зіткненні часток відбувалася ядерна реакція, що протікала за наступною схемою:



При ядерних реакціях виконуються декілька законів збереження: імпульсу, енергії, моменту імпульсу, заряду.

Ядерні реакції можуть протікати при бомбардуванні атомів швидкими зарядженими частками (протони, нейтрони, α -частки, іони). Перша реакція такого роду була здійснена за допомогою протонів великої енергії



Список джерел

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1 – 3. – М.: Наука, 1989.
2. Богацька І.Г., Головка Д.Б., Маляренко Д.А., Ментковський Ю.Л. Загальні основи фізики. Т. 1 – 2. – К: Либідь, 1995.
3. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики – М: Наука, 1990.
4. Методичні рекомендації до самостійної роботи з вивчення курсу фізики. – Х: ХНАМГ, 2008.-16 с.
5. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з фізики. Розділ «Механіка». – Х: ХНАМГ, 2005. – 60 с.
6. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з молекулярної фізики – Х: ХДАМГ, 2002. –55 с.
7. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з розділу «Електрика і магнетизм» курсу фізики. – Х: ХНАМГ, 2004. – 78 с.
8. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з курсу «Фізика». Розділ «Оптика». – Х: ХНАМГ, 2006. – 54 с.

Зміст

Передмова.....	3
Лекція 1.	4
Лекція 2.	7
Лекція 3.....	10
Лекція 4.....	14
Лекція 5.....	18
Лекція 6.....	21
Лекція 7.....	23
Лекція 8.....	26
Лекція 9.....	30
Лекція 10.....	33
Лекція 11.....	37
Лекція 12.....	39
Лекція 13.....	41
Лекція 14.....	43
Лекція 15.....	45
Лекція 16.....	48
Лекція 17.....	51
Лекція 18.....	54
Лекція 19.....	56
Лекція 20.....	58
Лекція 21.....	61
Лекція 22.....	63
Лекція 23.....	65
Лекція 24.....	68
Лекція 25.....	71
Лекція 26.....	75
Список джерел.....	80

Навчальне видання.

Сидоренко Євгеній Борисович

Конспект лекцій з курсу "Загальної фізики" для студентів 1 курсу заочної форми навчання за напрямом підготовки бакалаврів 6.050701 –“Електротехніка та електротехнології”.

Відповідальний за випуск: *Є. І. Назаренко*

Редактор: *З. І. Зайцева*

Комп’ютерне верстання: *К. А. Алексанян*

План 2010, поз. 93 Л

Підп. до друку 06.12.2010
Друк на ризографі.
Зам. №

Формат 60x84/16
Ум. друк. арк. 4,8
Тираж 50 пр.

Видавець і виготовлювач:
Харківська національна академія міського господарства,
вул. Революції, 12, Харків, 61002
Електронна адреса: rectorat@ksame.kharkov.ua
Свідоцтво суб’єкта видавничої справи:
ДК № 4064 від 12.05.2011 р.